



Identification des propriétés d'élasticité et d'amortissement d'une fibre isolée anisotrope par ultrasons laser : ouverture au cas des fibres naturelles

Haithem Khelfa

► To cite this version:

Haithem Khelfa. Identification des propriétés d'élasticité et d'amortissement d'une fibre isolée anisotrope par ultrasons laser : ouverture au cas des fibres naturelles. Acoustique [physics.class-ph]. Le Mans Université; University of Sfax, 2015. Français. NNT : 2015LEMA1016 . tel-01280460

HAL Id: tel-01280460

<https://theses.hal.science/tel-01280460>

Submitted on 29 Feb 2016

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE DE DOCTORAT

Haithem KHELFA

Mémoire présenté en vue de l'obtention du
grade de Docteur de l'Université de Sfax
grade de Docteur de l'Université du Maine
sous le label de L'Université Nantes Angers Le Mans

École doctorale : SPIGA

Discipline : 60

Spécialité : Acoustique

Unité de recherche : Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Maine — UMR CNRS 6613

Unité de recherche de la matière condensée Faculté des Sciences de Sfax

Soutenue le 29 septembre 2015

IDENTIFICATION DES PROPRIÉTÉS D'ÉLASTICITÉ ET D'AMORTISSEMENT D'UNE FIBRE ISOLÉE ANISOTROPE PAR ULTRASONS LASER Ouverture au cas des fibres naturelles

JURY

Rapporteurs : **Claire PRADA**, Directrice de recherche au CNRS, Université Paris 6
Rachid NASRI, Professeur, ENIT, Tunis

Examineurs : **Kamel GUIDARA**, Professeur, Faculté des Sciences de Sfax
Olivier ARNOULD, Maître de Conférences, Université Montpellier

Co-directeurs de Thèse : **Pascal PICART**, Professeur, LAUM, ENSIM, Université du Maine
Mohamed GARGOURI, Professeur, Faculté des Sciences de Sfax

Co-encadrant de Thèse : **Denis MOUNIER**, Maître de Conférences HDR, IMMM, Université du Maine
Christophe POILÂNE, Maître de Conférences HDR, CIMAP, Univ. de Caen

MÉCANIQUES
SPECKLE
MICROSCOPIE
SPECTRE
DYNAMIQUE
ACOUSTIQUE
COMPOSITE
AMORTISSEMENT
DÉGÉNÉRESCENCES
VIBRATIONS
ULTRASONS
MODES
STATIQUE
ANALYTIQUE
GÉNÉRATION
SANS-CONTACT
CARACTÉRISATION
CYLINDRE
ÉLASTICITÉ
OPTIQUE
ONDES
NUMÉRIQUE
DIFFRACTION
INTERFÉRENCES
PROPAGATION
IDENTIFICATION
HOLOGRAPHIE
ÉLÉMENTS-FINIS
CYLINDRIQUE
VÉGÉTALE
DÉTECTION
RENFORTS
FRÉQUENCES
SPECTROSCOPIE
RÉSONANCES
TOMOGRAPHIE
PROPAGATIFS
IMAGERIE
DISPERSION
EXPÉRIMENTAUX
ANISOTROPE
STRUCTURE
FIBRES

Remerciements

C E travail a été effectué de Mars 2012 à Septembre 2015 dans le cadre d'une convention de cotutelle de thèse entre le Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Maine en France (LAUM UMR CNRS 6613) et le Laboratoire de l'Etat Solide de la Faculté des Sciences de Sfax en Tunisie.

Toute ma reconnaissance à l'Université du Maine et plus particulièrement au Laboratoire d'Acoustique pour son accueil et son accompagnement. Je remercie particulièrement Joël GILBERT pour sa serviabilité et son soutien indéniable.

Merci à l'ENSIM et à tout son personnel pour leur accueil et leur accompagnement. Un merci particulier à Safia VIEIRA, Khedidja LE BAIL pour leur travail dévoué, Julien NICOLAS et Nicolas BOISSÉ pour leur disponibilité.

Je tiens à remercier Claire PRADA, directrice de recherche au CNRS, pour m'avoir également fait l'honneur d'être rapporteur de ce travail. Je vous remercie également d'avoir en grande partie permis une discussion très enrichissante au cours de la soutenance, pour vos commentaires ainsi que pour l'intérêt que vous avez porté à ce travail.

Monsieur le Professeur Rachid NASRI, pour avoir accepté d'être rapporteur de ma thèse. Je vous remercie pour vos commentaires utiles et pertinents sur mon travail de thèse ainsi que pour la discussion intéressante lors de la soutenance. Je vous remercie également pour votre gentillesse et les échanges que nous avons eus après la soutenance.

Monsieur le Professeur Kamel GUIDARA pour avoir une fois de plus présider un jury de thèse, pour les questions et la discussion intéressantes lors de la soutenance.

Mes remerciements vont également à Olivier ARNOULD, Maître de Conférences à l'Université de Montpellier, pour avoir accepté de faire partie des examinateurs de ce travail de thèse. Je vous remercie également pour vos remarques et commentaires très utiles lors de la soutenance ainsi que pour l'intérêt que vous avez porté à mes travaux et pour vos encouragements.

J'adresse toute ma gratitude à Pascal PICART, co-directeur de thèse, pour son accompagnement et son soutien permanent pendant toutes ces années, merci de m'avoir fait confiance et de m'avoir inculqué le goût de la recherche. Ses qualités scientifiques et humaines et son dynamisme m'ont été d'une grande importance. Je mesure la chance que j'ai eu de pouvoir travailler sous sa direction.

Toute ma reconnaissance à Mohamed GARGOURI, co-directeur de Thèse, professeur à la Faculté des Sciences de Sfax, pour son accompagnement et son soutien permanent pendant toutes ces années.

Je tiens à remercier vivement Denis MOUNIER, co-encadrant de thèse, Maître de Conférences à l'Université du Maine, pour sa dynamique scientifique, sa simplicité, sa gentillesse et son ouverture d'esprit. Ses connaissances et ses conseils ont rendu possible l'aboutissement de ce travail de thèse.

Je souhaite remercier très sincèrement Christophe POILÂNE, co-encadrant de thèse, Maître de Conférences à l'Université de Caen Basse-Normandie, IUT d'Alençon, pour son accompagnement et son soutien permanent pendant toutes ces années. Ses nombreux conseils, sa disponibilité et sa culture bibliographique m'ont permis de réaliser cette thèse dans les meilleures conditions possibles.

Je remercie également Mokrane MALEK, pour m'avoir guidé au début de la thèse, sur les travaux de la tomographie holographie numérique. J'ai eu un réel plaisir à partager le même bureau et à travailler ensemble dans le cadre de son post-doc MITHODIC.

Un grand merci à Kosai RAOOF, professeur à l'Université du Maine, pour sa simplicité et son ouverture d'esprit.

Merci à Vasily TEMNOV, chercheur au CNRS, pour les nombreuses discussions que l'on a pu avoir autour des ondes guidées, ses conseils et ses qualités scientifiques.

Remerciements à tous les doctorants du LAUM avec qui nous avons partagé des parties de football.

Toutes mes amitiés aussi à Jamal DABACHI, Omar AKLOUCHE, Julien POITEVIN, Mehran Erza, Mathieu LECLERCQ, Tarik JABARIN, Malloum ABAKAR, Ramzi MOULAH, Youssef KHELFA, Alia SMIDA et Imen ATTALLAH pour leur sympathie.

Évidemment, ces remerciements ne seraient complets sans la mention de ma famille, spécialement mes parents pour m'avoir donné le goût des études, pour leur appui sans faille, pour la fierté qu'on peut lire dans leurs yeux.

À mes chères frères Tarek, Radwanne, Mohammed & Sonia, je vous aime de tout mon cœur. Je vous souhaite une vie pleine de joie, de bonheur et de réussite dans vos études et votre vie. À tous les membres de ma belle famille qui ont toujours été affectueux et serviables. En témoignage de mon amour, je vous souhaite la bonne santé.

La valeur morale ne peut pas être remplacé par la valeur intelligence et j'ajouterai : Dieu merci !

Albert Einstien

Table des matières

Remerciements	3
Introduction générale	9
I État de l'art	13
I.1 Introduction	13
I.2 Les fibres dans les matériaux composites	15
I.2.1 Fibres artificielles	16
I.2.2 Fibres végétales	19
I.3 Méthodes statiques	24
I.3.1 Traction d'une fibre unitaire	24
I.3.2 Traction d'une mèche de fibres	28
I.3.3 Nanoindentation	31
I.4 Méthodes dynamiques	35
I.4.1 Analyse mécanique dynamique (DMA)	35
I.4.2 Acoustique picoseconde	39
I.5 Spectroscopie de résonance ultrasonore (RUS) et Laser-RUS (L-RUS) ?	42
I.6 Conclusion & perspectives	44
II Aspects théoriques	46
II.1 Introduction	46
II.2 Ondes acoustiques guidées	47
II.2.1 Ondes acoustiques guidées par une plaque	47
II.2.2 Ondes acoustiques guidées dans un cylindre de section arbitraire	48
II.3 Calcul des courbes de dispersion des modes guidés	49
II.3.1 Méthodes de calcul analytique	50
II.3.2 Méthode des éléments finis semi-analytique (SAFE)	50
II.3.3 Méthodes des éléments finis (EF)	51
II.3.4 Application aux fibres	53
II.4 Modes guidés par un cylindre à symétrie de révolution	54
II.4.1 Contexte et géométrie du problème	54
II.4.2 Classification des modes guidés	56
II.4.3 Équation séculaire pour le calcul de la fréquence d'un mode guidé	59

II.4.4	Courbes de dispersion d'un cylindre d'aluminium	61
II.5	Levée de dégénérescence modale pour une section elliptique	63
II.5.1	Contexte et motivations	63
II.5.2	Étude numérique	65
II.5.3	Déformées modales	66
II.5.4	Évaluation d'un faible défaut de circularité	68
II.6	Conclusion & perspectives	68
III	Étude expérimentale des fibres micrométriques	70
III.1	Introduction	70
III.2	Montage expérimental d'Ultrasons laser	71
III.2.1	Dispositif d'excitation des fibres	71
III.2.2	Dispositif de Mesure	73
III.3	Excitation et détection des vibrations stationnaires de la section d'une fibre	73
III.3.1	Premiers tests sur un fil d'aluminium	73
III.3.2	Mesures sur une fibre de verre	82
III.3.3	Mesures sur une fibre de Kevlar®	84
III.4	Propagation d'ondes guidées dans une fibre	91
III.4.1	Méthode expérimentale	91
III.4.2	Analyses des données expérimentales	94
III.4.3	Courbe de dispersion des modes guidés	95
III.4.4	Conclusion & perspectives	99
IV	Microtomographie optique de fibres végétales	101
IV.1	Introduction	101
IV.2	Analyse modale des propriétés vibratoires d'une fibre de lin	104
IV.2.1	Mesure des fréquences de résonances d'une fibre de lin	104
IV.2.2	Modélisation des vibrations par éléments finis	105
IV.3	Tomographie optique par projection holographique numérique	108
IV.4	Etude théorique	110
IV.4.1	Enregistrement holographique hors-axe	110
IV.4.2	Reconstruction d'hologramme	110
IV.4.3	Tomographie par rétroprojection filtrée	111
IV.5	Configuration expérimentale	113
IV.5.1	Microscopie holographique numérique	113
IV.5.2	Étalonnage du grandissement optique	115
IV.5.3	Dispositif de tomographie	117
IV.6	Résultats expérimentaux	118
IV.6.1	Reconstruction numérique	118
IV.6.2	Refocalisation des amplitudes	119
IV.6.3	Correction du run-out	121
IV.7	Reconstruction 3D de la géométrie d'une fibre de lin	123
IV.8	Discussion	124
IV.9	Conclusion et Perspectives	125
	Conclusion générale & perspectives	126

<i>TABLE DES MATIÈRES</i>	<i>7</i>
A Nomenclature des modes guidés	131
B Code de calcul avec R	133
C Méthode de Matrix-Pencil	142
D Plan d'expériences	148

Table des figures

I.1	Observation de composites à fibres longue - Mise en évidence de la microstructure des fibres de verre et de carbone après rupture; (a) Carbone Pitch [42] et (b) Carbone PAN [45]; et la forme des fibres après polissage (c) Verre E [45] et (d) Kevlar [46].	18
I.2	Les différentes formes de fibres végétales [53].	19
I.3	Classification des fibres végétales en fonction de leurs origines [7].	20
I.4	La plante de lin [55].	21
I.5	Coupe transversale d'une tige de lin diffusée sur Wikipédia.	22
I.6	Éclaté : de la tige aux microfibrilles [63].	23
I.7	(a) Représentation schématique de la constitution pariétale d'une fibre de lin [62]. (b) Image MEB : orientation des microfibrilles et défaut dans le volume d'une fibre [64].	23
I.8	(a) Détail d'une coupe transversale d'un fil de lin (une trentaine de fibres élémentaires) [63]. (b) Portion d'une coupe transversale d'un faisceau de fibres dans une tige de lin [65].	24
I.9	Exemples de défauts sur les fibres de lin observé par MEB [66].	24
I.10	Banc d'essai de micro-traction et (b) grossissement de l'amarrage d'une fibre [28].	25
I.11	Essai de traction sur fibre unitaire. Exemples de courbes contrainte/déformation d'une fibre de verre E (diamètre : 12,41 μm) et d'une fibre de lin (diamètre : 14,62 μm). Longueur libre : 10 mm. Vitesse de sollicitation : 1 mm/min. Capteur de 2 N [7].	26
I.12	Protocole d'essai de traction sur une fibre de lin [13].	26
I.13	Courbes contrainte/déformation des fibres végétales étudiées obtenues en traction unitaire [68].	27
I.14	Différentes étapes de la réalisation des éprouvettes [83].	29
I.15	Essai en traction [83].	29
I.16	Essai de traction des mèches et capteurs : (1) mèche de fibre; (2) imprégnation des gouttes d'eau; (3) extensomètre [30].	30
I.17	(a) Représentation schématique du dispositif expérimental de nano-indentation, (b) empreinte d'indenteur Berkovich [93].	32
I.18	Schéma de différents types d'indenteurs [47].	32

I.19	Modules transverses des fibres végétales obtenus en nano-indentation [68].	34
I.20	Dispositif de traction dynamique des fibres élémentaires. (a) Appareil DMA, (b) Chambre d'échantillon, (c) Générateur d'humidité, (d) Cadre de papier, (e) Fibre élémentaire [114, 115].	36
I.21	Images d'une fibre de chanvre observées au microscope en lumière polarisée [33].	37
I.22	Courbes contrainte/déformation résultant de traction sous des chargements répétés progressifs des fibres élémentaires de chanvre, qui caractérisé par déformation résiduelle et une augmentation progressive de la rigidité en fonction du niveau de contrainte appliqué [34].	38
I.23	Schéma du dispositif d'acoustique picoseconde [6, 119].	39
I.24	Image d'une section d'une fibre de carbone XN05 d'un diamètre $d = 10\text{ }\mu\text{m}$ observée au microscope électronique à balayage (MEB) [120].	40
I.25	Génération et propagation acoustique dans la section d'une fibre de carbone XN05; les faisceaux pompe et sonde sont focalisés sur la surface de la fibre [36, 37].	41
I.26	(a) Signal réflectométrique mesuré sur une fibre de carbone d'un diamètre de $10\text{ }\mu\text{m}$, (b) Principe de l'excitation et de la détection des ondes acoustiques longitudinales. Deux échos, associés à l'onde de polarisation longitudinale, ayant parcourus deux aller-retours dans la section sont observés pour un retard entre la pompe et la sonde de $t_{2L} = 4,65\text{ ns}$ et $t_{4L} = 9,30\text{ ns}$ [37].	41
I.27	Les dispositifs expérimentaux utilisés pour acquérir des signaux de résonance ultrasonores : (a) PZT-RUS, (b) Spectroscopie de résonance ultrasonore laser (L-RUS) [38].	43
II.1	Représentation schématique des trajets des rayons acoustiques aux interfaces d'une plaque homogène isotrope d'épaisseur $2h$ de longueur infinie dans la direction x dans le cas, (a) d'une onde longitudinale L incidente, (b) d'une onde transversale verticale (TV ou SV) incidente.	47
II.2	Modes de Lamb (a) symétriques et (b) antisymétriques [156].	48
II.3	Guide d'ondes cylindrique de section arbitraire [159].	49
II.4	Géométrie de deux ondes contra-propagatives symétriques par rapport à un plan de symétrie $[[$ du cylindre.	52
II.5	Modèle élémentaire par éléments finis d'un cylindre plein de diamètre D , (a) géométrie du cylindre, (b) modélisation 3D d'un tronçon cylindrique dont la longueur est un multiple de longueur d'onde avec $L = 2\lambda = 100\text{ }\mu\text{m}$, obtenus en utilisant des conditions aux limites en déplacements.	52
II.6	Géométrie associée au cas d'un cylindre plein d'un matériau isotrope transverse.	54
II.7	Les déformées modales d'un cylindre pour les différents types de modes. (a) Le mode longitudinal ou de compression $L(0, 1)$, (b) le mode de torsion $T(0, 1)$, (c) le mode de flexion $F^{(R)}(1, 1) = R(1, 0)$, et (d) le mode de cisaillement axial $S(1, 1) = F^{(S)}(1, 2)$	58

II.8	Les déformées modales et les isovaleurs du champ de déplacements pour les deux types de modes de flexion F . (a) le mode Rayleigh $R(2, 0) = F^{(R)}(2, 1)$, (b) le mode de galerie à échos $WG(2, 1) = F^{(WG)}(2, 3)$	58
II.9	Courbes de dispersion des trois premiers modes guidés pour un fil d'aluminium isotrope dont les paramètres sont donnés dans le tableau II.2, calculées par méthode analytique [186, 193] et méthode des éléments finis 3D (EF) en utilisant COMSOL MULTIPHYSICS. f_0 correspond à la fréquence propre initiale $f(k = 0)$ pour chaque mode guidé.	61
II.10	Courbes de dispersion calculées pour un fil d'aluminium isotrope dont les paramètres sont donnés dans le tableau II.2.	62
II.11	Les courbes de dispersion des huit premiers modes de Lamb symétrique (trait gris) et antisymétrique (trait noir) pour une plaque d'acier d'épaisseur d [149].	63
II.12	Paramètres et plans de symétrie de la section elliptique du cylindre.	64
II.13	Modification des fréquences d'un fil d'aluminium dont les paramètres sont donnés dans le tableau II.2, sous l'effet de l'aplatissement.	65
II.14	Transformation du champ de déplacements par les éléments de symétrie pour le mode $B_2 [WG(1, 1)]$ à $k = 0$	66
II.15	Évaluation des déformées modales des modes $WG(1, 1)$ et $WG(2, 1)$ d'un fil d'aluminium de diamètre moyen $D = 2r_0 = 32,7\mu\text{m}$, lorsque sa section évolue progressivement vers une section de plus en plus fortement elliptique. Pour le mode $WG(2, 1)A_1$ et $\epsilon = 0,08$, la déformée modale est représentée avec une phase différente des autres modes.	67
III.1	Schéma du dispositif expérimental des ultrasons laser (USL). L_1 : Lentille convergente ($f = 250\text{ mm}$), L_2 : Lentille convergente ($f = 400\text{ mm}$), L_3 : lentille cylindrique ($f = 100\text{ mm}$). Par rapport au dispositif utilisé par Ahmed Amziane [206], on ajoute une lentille cylindre pour obtenir un spot elliptique aligné avec la fibre.	72
III.2	Image d'un fil d'aluminium de diamètre $D = 32,7\mu\text{m}$ observée au microscope électronique à balayage (MEB).	74
III.3	(a) Spectre vibratoire des fréquences de résonances de la section d'un fil d'aluminium de diamètre $D = 32,7\mu\text{m}$. (b) Configuration des spots de pompe et de sonde à la surface de la fibre.. . . .	74
III.4	L'absorption de la radiation électromagnétique de l'impulsion laser crée un brusque échauffement local. Cette soudaine dilatation locale de la fibre génère une onde acoustique à haute fréquence.. . . .	75
III.5	Modélisation par EF de l'augmentation de la température en régime permanent le long d'un fil d'aluminium de longueur $L_f = 500\mu\text{m}$ et de diamètre $D = 32,7\mu\text{m}$	76

III.6	Les déformées modales des 20 premiers modes propres d'un fil d'aluminium, calculées en utilisant le logiciel COMSOL Multiphysics. La numérotation des modes est la même que celle du tableau III.1. La catégorie de chaque mode propre est spécifiée comme suit : Rayleigh (R), galerie à échos (WG), longitudinal (L) et torsion (T). Les modes Rayleigh (R) sont caractérisés par des composantes radiales prédominantes. Les couleurs représentent l'amplitude des déplacements : la couleur bleu foncée signifie un déplacement nul, c'est à dire les zones nodales de la déformée du mode et la couleur rouge est pour l'amplitude maximale. Les flèches indiquent à la fois la direction et l'amplitude des déplacements.	78
III.7	Résidu entre la mesure expérimentale et la simulation d'une trentaine de modes de résonances pour un fil d'aluminium de diamètre $D = 32,7\mu\text{m}$	80
III.8	Les courbes de dispersion des 10 premiers modes guidés au voisinage de $k \approx 0$; mode de Rayleigh (R), mode de galerie à échos (WG) et le mode de respiration $L(0,2)$. La ligne verticale en pointillés à $n_c = 0,21$ représente la fréquence de coupure spatiale de l'excitation laser utilisée dans notre expérience.	81
III.9	(a) Spectre de vibration de la section d'une fibre unitaire de verre de diamètre d'environ $D = 20,4\mu\text{m}$. (b) Configuration de spot de pompe et de sonde à la surface de la fibre.	83
III.10	Corrélation entre les fréquences de résonances mesurées et calculées. Le meilleur ajustement est donné pour un diamètre de la fibre $D = (20,6 \pm 0,4)\mu\text{m}$. La déformée modale des modes propres (m,n) est représentées.	84
III.11	Image d'une fibre de Kevlar [®] de diamètre $D = 11,4 \pm 0,2\mu\text{m}$ observée par microscopie électronique à balayage (MEB).	85
III.12	Spectre vibratoire des fréquences des résonances de la section d'une fibre de Kevlar [®] d'un diamètre de $11,4\mu\text{m}$. Les flèches pointent sur les fréquences théoriques déterminées par simulation.	86
III.13	Levée de dégénérescence pour le premier mode de galerie à échos $WG(1,1)$ induite par un léger défaut de circularité de la section de la fibre de Kevlar.	87
III.14	Les déformées modales des 9 premiers modes propres d'une fibre de Kevlar légèrement elliptique calculées en utilisant COMSOL Multiphysics.	88
III.15	Images d'une fibre de Kevlar [®] observées par microscope à force interfaciale (IFM) : (a) structure skin/core de la fibre, (b) section de la fibre d'après [220].	88
III.16	Courbes isofréquences des trois premiers modes propres : mode $WG(1,1)$ (les lignes en vert), mode $R(2,0)$ (les lignes en noir) et le mode $R(3,0)$ (les lignes en rouge) d'une fibre de Kevlar en fonction des deux constantes élastiques C_{11} et C_{66}	89

III.17	Intersection des courbes isofréquences de trois premiers modes (flèche bleue) : $WG(1, 1)$ (ligne en vert), $R(2, 0)$ (ligne en noir), et $R(3, 0)$ (ligne en rouge). Les fréquences utilisées sont les fréquences déterminées expérimentalement sur le spectre vibratoire : $f^{WG(1,1)} = 98 \pm 0,2$ MHz, $f^{R(2,0)} = 80,5 \pm 0,1$ MHz, $f^{R(3,0)} = 124,1 \pm 0,2$ MHz. La fréquence $f^{WG(1,1)} = 98 \pm 0,2$ MHz du mode $WG(1,1)$ correspond à la moyenne du doublet de fréquences.	90
III.18	(a) Schéma du dispositif expérimental. LC : lentille cylindrique ($f = 700$ mm), L : lentille convergente ($f = 400$ mm), MD : miroir dichroïque et LA : lentille asphérique ($\times 20f = 8$ mm); (b) Zoom sur la translation de spot de pompe par rapport au spot de sonde fixe.	93
III.19	Configuration des faisceau optiques (pompe-sonde) sur un fil d'aluminium de diamètre $D = (32,7 \pm 0,2)$ μm	94
III.20	Signal de déplacement en fonction de la position z de pompe/sonde.	94
III.21	Image en niveaux de gris de $ \tilde{U}(\tilde{k}, \omega/2\pi) $ montrant les courbes de dispersion des modes guidés qui ont été excités dans un fil d'aluminium de diamètre $D = 32,7$ μm . Les courbes de dispersion calculées pour les modes $R(1,0)$ (en trait plein blanc) et $L(0,1)$ (en tiret plein noir) sont superposées. Les lignes en tiret sont la partie repliée des courbes de dispersion.	96
III.22	La courbe de dispersion calculée analytiquement (trait continu) du mode de Rayleigh $R(2,0)$ superposé sur l'image de $ \tilde{U}(\tilde{k}, \omega/2\pi) $. Les croix (en bleu) représente les fréquences expérimentales calculées par la méthode de « Matrix-Pencil ». La partie repliement de la courbe de dispersion calculée est en traits pointillés (en rouge). L'imagette de la déformée modale du mode $R(2,0)$ est insérée.	97
III.23	Comparaison de la courbe de dispersion calculée analytiquement avec les données issues de l'expérience, du mode de galerie à échos $WG(1,1)$. L'imagette de la déformée modale du mode $WG(1,1)$ est insérée.	98
III.24	Comparaison de la courbe de dispersion calculée analytiquement avec les données issues de l'expérience, des modes guidés suivants : (a) $R(4,0)$, (b) $L(0,2)$ et (c) $WG(2,1)$. Les imagettes illustrées présentent la déformée modale d'un tronçon de fibre de longueur λ de ces modes guidés.	98
IV.1	Fréquences de résonances de la section d'une fibre unitaire de lin.	105
IV.2	Idéalisation 2D d'une fibre élémentaire de lin par éléments-finis : représentation de la déformée du mode fondamental $R(2,0)$ d'une fibre avec un <i>lumen</i> au centre.	106
IV.3	Influence du paramètre de dimensions du <i>lumen</i> au centre de la fibre sur les fréquences propres.	107
IV.4	Influence du facteur d'aplatissement A de la fibre sur les fréquences propres.	108
IV.5	Diagramme d'effets des 7 facteurs sur les trois premiers modes propres étudiés [268].	109

IV.6	Illustration de théorème de Fourier–tranche, (a) la collection des projections de l'objet prises à l'angle fixe θ , et (b) le rassemblement de tranches correspondant dans le domaine de Fourier pour chaque angle θ	112
IV.7	Schéma du dispositif expérimental de la tomographie optique par projection en microscopie holographie numérique, $M1$ et $M2$, miroirs ; OM, objective de microscope ($\times 50$, $ON = 0,55$) ; SF1 et SF2, filtre spatial ; L1 et L2, lentille de collimation ; $\lambda/2$, lame demi-onde ; CSP, cube à séparation de polarisation ; CS, cube séparatrice ; CCD, caméra (charge-coupled device).	113
IV.8	Photographie du dispositif expérimental : (a) vue du banc optique, (b) dispositif de fixation et de pilotage.	114
IV.9	refocalisation numérique d'une image d'amplitude d'une mire de type USAF 1951 1x défocalisée : (a) image d'amplitude défocalisée à $d_z = 1 \mu\text{m}$, (c) image d'amplitude défocalisée à $d_z = 1,5 \mu\text{m}$, (e) image d'amplitude défocalisée à $d_z = 2 \mu\text{m}$, (b), (d), et (f) refocalisation numérique des images d'amplitudes.	115
IV.10	Comparaison entre le profil estimé par l'Eq. IV.8 (ligne rouge) et le profil mesuré (ligne bleu) d'une image d'amplitude refocalisée d'une région de la mire (élément 2 du groupe 5).. . . .	116
IV.11	Variation du grandissement vs différentes distances de défocalisation.	116
IV.12	Schéma du dispositif de tomographie : (a) platine en rotation de la fibre de lin, and (b) zone des angles morts (angle mort $\approx 60^\circ$).	117
IV.13	(a) hologramme numérique hors-axe, (b) spectre d'hologramme, (c) phase reconstruite sans objet (à vide), (d) phase reconstruite en présence de la fibre de lin, (e) amplitude objet reconstruit, et (f) phase objet reconstruite après la phase de compensation.	118
IV.14	Refocalisation numérique des images d'amplitude de la fibre de lin : (a) image d'amplitude défocalisée, (b) image d'amplitude refocalisée, (c) zoom de l'image d'amplitude défocalisée, la diffraction est observable aux bords de la fibre, et (d) zoom sur l'image refocalisée, dans lequel la diffraction a disparu.	120
IV.15	Comparaison des trois critères de focalisation appliqués à l'image d'amplitude de la fibre de lin (LAP, GRA et VAR d'après réf : [287]) ; dans ce cas seulement LAP est capable de récupérer la bonne distance de mise au point à $z = 2 \text{ mm}$	121
IV.16	Zoom sur la fibre pour (a) projection 1, (b) projection 2, (c) projection 233, and (d) projection 234.	122
IV.17	Vue en 3D de la fibre de lin reconstruite par l'algorithme de tomographie projective : (a) tranche d'une fibre de lin (sinogramme) dans le plan $x - z$, (b) vue 3D en surface, (c) vue intérieure du cœur de la fibre, et (d) contours internes et externes de la fibre de lin (contour et centre).	124
A.1	Courbes de dispersion calculées pour un fil d'aluminium isotrope [41]	131
C.1	Comparaison entre le signal non bruité et le signal bruité $s(t)$. Au delà de $1 \mu\text{s}$ le bruit devient prépondérant devant le signal.	145

C.2	Représentation des $L = 83$ valeurs singulières issues de la décomposition SVD triées par ordre décroissant. Les 4 premières valeurs singulières sont significatives des 4 pulsations : ω_1 , $-\omega_1^*$, ω_2 , $-\omega_2^*$ présentes dans la décomposition C.1 du signal $s(t)$, où $\omega_1 = 2\pi f_1 + i\tau_1^{-1}$, $-\omega_1^* = -2\pi f_1 + i\tau_1^{-1}$, $\omega_2 = 2\pi f_2 + i\tau_2^{-1}$, et $-\omega_2^* = -2\pi f_2 + i\tau_2^{-1}$. Les valeurs singulières suivantes sont associées à des fréquences présentes dans le spectre du bruit.	146
C.3	Spectre du signal $s(t)$ montrant les erreurs de deux fréquences proches.	146
D.1	Idéalisation de la section d'une fibre.	148

Liste des tableaux

I.1	Propriétés des principales fibres artificielles de renfort [43,44].	18
I.2	Propriétés mécaniques moyennes en traction de différentes fibres naturelles comparées aux fibres artificielles (avec E : module d'Young; A : allongement à rupture en traction; σ_u : contrainte à rupture en traction).	27
I.3	Modules transverses et longitudinaux des fibres végétales.. . . .	35
II.1	Équations séculaires pour le calcul des fréquences des modes guidés dans le cas d'un cylindre plein. Les composantes non nulles du champ de déplacements correspondant sont indiquées.	60
II.2	Propriétés d'une fibre d'aluminium isotrope étudiée.	62
II.3	Tableau des caractères de C_{2v}	64
III.1	Fréquences propres moyennes mesurées f_{exp} et calculées f_{calc} en MHz, dont les déformées modales apparaissent sur la Fig. III.6. La colonne à droite montre les différences : $\Delta f = f_{exp} - f_{calc}$	79
III.2	Paramètres mécaniques d'une fibre unitaire de verre (E-glass) [216, 217].	82
III.3	Fréquences propres mesurées f_{exp} et calculées f_{calc} en MHz, correspondant aux déformées modales de la Fig. III.10. La colonne à droite montre les différences : $\Delta f = f_{exp} - f_{calc}$	84
III.4	Paramètres obtenus pour la fibre de Kevlar® étudiée : diamètre moyen D , masse volumique ρ	86
III.5	Fréquences propres moyennes mesurées f_{exp} et calculées f_{calc} de la fibre Kevlar (MHz), dont les déformées modales apparaissent sur la Fig.III.14. L'incertitude σ est l'écart type des fréquences obtenues par Matrix-Pencil sur un ensemble de spectres.. . . .	88
III.6	Comparaison des paramètres déterminés par la méthode L-RUS avec les résultats des paramètres mesurés par la méthode de nanoindentation [46] d'une fibre de Kevlar.	89
A.1	Nomenclature des modes Rayleigh utilisés $R(m,0)$ et standards $F(m,n)$ [303].	132

A.2	Nomenclature des modes de galerie à échos utilisés $WG(m, n)$ et standards $F(m, n)$ [303].	132
A.3	Nomenclature des modes de cisaillement axial utilisés $S(m, n)$ et standards $F(m, n)$ [303].	132
C.1	Comparaison des paramètres initiaux du signal $s(t)$ avec les résultats des paramètres calculés par la méthode Matrix-Pencil.	147
D.1	Paramètres d'un plan d'expériences pour simuler la vibration d'une fibre de lin [268].	150
D.2	Plan d'expériences.	150

Introduction générale

Les matériaux composites sont de plus en plus utilisés dans de nombreux secteurs industriels : aéronautique, automobile, bâtiment et travaux publics, chaudronnerie, construction navale, mécanique, menuiserie, métiers de l'art, nucléaire, pétrochimie, transports, stockage et transport des énergies [1–3]. Par définition, il s'agit de l'assemblage de deux matériaux de natures différentes, se complétant et permettant d'aboutir à un matériau dont l'ensemble des performances est supérieur à celui des composants pris séparément. Pris au sens adopté ici, il s'agit généralement d'empilements de différents plis composés de fibres (carbone, verre, kevlar, etc.), qui peuvent être éventuellement tissées, imprégnées dans une matrice polymère (époxy, PEEK, polyester, etc.). Habituellement, les renforts des composites connus et fréquemment utilisés sont d'origine minérale ou pétrochimique : fibres de verre, fibres de carbone et fibres organiques. Toutefois face à des contraintes économiques et environnementales toujours plus exigeantes, l'utilisation de renforts cellulosiques et ligno-cellulosiques à base de fibres végétales apparaît aujourd'hui comme une alternative de choix. L'intérêt pour ces fibres réside notamment dans : leurs bonnes propriétés spécifiques, biodégradabilité, abondance sur tous les continents, caractère renouvelable et faible coût éventuel. De nouvelles applications et des composites plus performants sont déjà anticipés, mais les connaissances restent insuffisantes et des études doivent être menées afin de mieux comprendre leurs propriétés d'élasticité et l'origine de l'amortissement apportées par ces fibres dans les composites.

L'emploi des fibres élémentaires dans les matériaux composites nécessite le recours à des techniques fournissant des informations sur leur comportement mécanique sans les altérer. Les analyses et contrôles sans contact sont les plus courants de part leur non intrusivité. Parmi les méthodes de contrôle sans contact, les techniques acoustiques et optiques sont largement utilisées, non seulement dans les laboratoires de recherche mais aussi dans l'industrie, et offrent une excellente précision.

En particulier, les méthodes basées sur l'utilisation d'ondes acoustiques ont permis de déterminer les propriétés mécaniques et de localiser la présence de défauts dans divers matériaux de structure sans entraîner de modifications irréversibles de la matière contrôlée. Dans le cas où les dimensions des matériaux et structures à contrôler sont aux échelles micrométrique et sub-micrométrique, il devient alors nécessaire d'utiliser

des ondes acoustiques ayant la particularité de se propager sur de grandes distances sans subir une atténuation importante. L'accès à des impulsions lasers ultra-brèves permet alors de générer des ondes acoustiques à des fréquences élevées de l'ordre de plusieurs mégahertz, appartenant à la gamme des ultrasons. Les longueurs d'ondes acoustiques mis en jeu sont alors suffisamment courtes, de l'ordre de la dizaine de microns, pour permettre la propagation des ultrasons dans l'épaisseur d'un échantillon [4]. Une telle technique est alors particulièrement adaptée à l'évaluation non destructive (END) et au contrôle non destructives (END) de structures mécaniques de tailles de l'ordre du centimètre au millimètre [5].

Les avantages de la génération d'ondes acoustiques par laser sont multiples. En effet, il s'agit d'une génération sans contact et qui n'endommage pas l'échantillon dès lors que l'influence du laser est inférieure à une certaine limite dépendant du matériau. De plus, la bande spectrale des ondes acoustiques générées est large et le contenu fréquentiel peut être très élevé lorsque la durée des impulsions laser est petite. Ces caractéristiques font de la génération d'ondes acoustiques par laser une technique attractive pour l'évaluation non destructifs (END) des propriétés élastiques et d'amortissement d'un cylindre dont les dimensions caractéristiques sont de quelques micromètres.

La technique des ultrasons-lasers (USL), de par son mécanisme de génération et de détection totalement sans contact, est apparue très vite comme particulièrement adaptée à l'étude de tels objets cylindriques. Ségur *et al.* [6] ont pu mesurer la valeur du coefficient d'élasticité C_{11} d'une fibre de carbone en mesurant le temps de propagation d'une impulsion acoustique picosconde traversant la section transversale de la fibre.

Dans ce contexte, nous proposons d'étudier les propriétés d'élasticité et d'amortissement des fibres micrométriques qui sont utilisées dans les matériaux composites. Des fibres artificielles homogènes et circulaires sont l'objet d'une étude expérimentale par l'application de la technique des ultrasons laser couplée à une identification modale basée sur une identification des modes des vibrations par éléments finis (EFM). La motivation principale de ce travail est guidée par l'objectif d'étudier les propriétés élastiques et d'amortissement de fibres végétales d'une dimension latérale micrométrique par une technique USL. Pour ce type de fibre, l'application de la méthode USL requiert la connaissance préalable de la géométrie réelle en 3D de la fibre unitaire dans la zone de mesure. Pour déterminer cette géométrie, nous avons développé un dispositif de micro-tomographie optique *in-situ* en utilisant la technique de l'holographie numérique. Une première étape, indispensable avant de traiter tout problème d'évaluation des propriétés élastiques des fibres végétales, nécessite de disposer de modèles capables de mettre en évidence la propagation des ondes acoustiques guidées par ces fibres.

Organisation du mémoire la thèse Ce travail de thèse propose des méthodes acoustiques et de tomographie holographique numérique *in-situ* pour la mesure sans contact dans le domaine de la mécanique solide. Les méthodes développées pourraient répondre à diverses problématiques académiques et industrielles, notamment, l'évalua-

tion des propriétés d'élasticité et d'amortissement d'un objet composite micrométrique, la mesure réelle *in-situ* de la forme 3D complète d'une fibre micrométrique, notamment les fibres végétales, l'analyse de l'effet du vieillissement ou des traitements des fibres. Ce manuscrit de thèse est organisé autour de quatre chapitres qui résument les différents axes de travail ; complétés par une conclusion générale, quelques annexes et une bibliographie générale.

Chapitre 1 : État de l'art Le premier chapitre sera consacré à un état de l'art sur les fibres et sur les méthodes les plus utilisées pour la caractérisation de leurs propriétés mécaniques, en particulier leur application dans le cas des fibres végétales. Des méthodes statiques ou dynamiques, avec ou sans contact seront présentées. Nous allons pour cela rappeler le principe de chaque méthode, rappeler les différences entre les méthodes dynamiques et statiques et faire un bilan de chaque méthode en montrant leurs capacités et leurs limites. Nous introduirons enfin la méthode de spectroscopie de résonance ultrasonore laser (L-RUS) qui sera développée dans ce travail de thèse en vue d'une application aux fibres végétales.

Chapitre 2 : Aspects théoriques Dans le deuxième chapitre, nous rappellerons les bases théoriques de la propagation des ondes acoustiques dans une structure cylindrique. Nous aborderons en premier lieu les notions importantes pour guider des ondes acoustiques à travers une structure présentant une invariance géométrique suivant une direction de propagation privilégiée. Dans la seconde partie de ce chapitre, nous présenterons d'une manière résumée les différentes méthodes : méthodes analytiques, méthodes des éléments finis (EF), et méthode des éléments finis semi-analytique (SAFE), qui ont été utilisées pour calculer les courbes de dispersion des modes guidés se propageant le long d'une structure cylindrique (cylindres plein, tubes, creux, section arbitraire). Ensuite, nous nous intéresserons à l'étude de la propagation des ondes guidées le long d'une structure cylindrique pleine, homogène et isotrope ou isotrope transverse, puis nous présenterons les courbes de dispersion analytiques des modes guidés dans le cas d'une fibre d'aluminium (notre fibre étalon). Le résultat analytique obtenu sera comparé avec un résultat obtenu par la méthode des éléments finis 3D (EF) en utilisant COMSOL MULTIPHYSICS. Dans la dernière partie, nous étudierons numériquement la levée de dégénérescence, à mesure que la section circulaire d'un cylindre est déformée vers une section faiblement elliptique, ce cas étant fréquemment rencontré dans la pratique.

Chapitre 3 : Étude expérimentale des fibres micrométriques Le troisième chapitre se consacre à l'étude expérimentale des propriétés élastiques et du comportement vibratoire des fibres micrométriques (fibres d'aluminium, fibres de Kevlar, et fibres de verre) en utilisant la technique des ultrasons laser (USL). La première partie du chapitre est consacrée à l'étude des propriétés transversales d'une fibre unitaire par l'excitation des modes de section, c'est à dire que les déplacements de ces modes sont limités au plan transversal xy . Cette approche ne permet pas d'accéder à l'ensemble

des constantes élastiques dans le cas d'une fibre anisotrope. Pour cette raison, dans la seconde partie de ce chapitre, nous étudierons la propagation des ondes acoustiques guidées le long de la fibre.

Chapitre 4 : Microtomographie optique de fibres végétales Le dernier chapitre du manuscrit présente le principe de la méthode de microtomographie optique par projection basée sur la microscopie holographie numérique, effectué *in-situ* sur la zone USL de la section de la fibre. Cette méthode sera utilisée dans le cas d'une fibre unitaire de lin pour connaître sa vraie forme tridimensionnelle. Les avantages et les facteurs limitant de cette approche sont présentés et discutés.

Une conclusion générale est enfin proposée permettant de mettre l'accent sur les différents résultats originaux obtenus au cours de ce travail de thèse et de les mettre en perspective pour des études futures.

État de l'art

Sommaire

I.1 Introduction	13
I.2 Les fibres dans les matériaux composites	15
I.2.1 Fibres artificielles	16
I.2.2 Fibres végétales	19
I.3 Méthodes statiques	24
I.3.1 Traction d'une fibre unitaire	24
I.3.2 Traction d'une mèche de fibres	28
I.3.3 Nanoindentation	31
I.4 Méthodes dynamiques	35
I.4.1 Analyse mécanique dynamique (DMA)	35
I.4.2 Acoustique picoseconde	39
I.5 Spectroscopie de résonance ultrasonore (RUS) et Laser-RUS (L-RUS) ?	42
I.6 Conclusion & perspectives	44

I.1 Introduction

AUJOURD'HUI, les matériaux polymères renforcés par des fibres gagnent des parts de marché dans de nombreux secteurs industriels, notamment ceux de l'automobile et de la construction. Les matériaux de renfort confèrent aux composites à matrice organique (i.e polymère renforcé par des fibres longues) leurs caractéristiques mécanique : rigidité, résistance à la rupture, etc. Un choix judicieux du renfort permet également d'améliorer certaines propriétés physiques intéressantes dans certaines applications : comportement thermique, tenue en température, résistance à l'abrasion, propriétés électriques, etc [7]. Les caractéristiques principalement recherchées pour les renforts sont des caractéristiques mécaniques élevées et une masse volumique faible. Il existe plusieurs types de fibres qui peuvent être utilisées pour le renforcement des polymères. Les fibres utilisées habituellement sont d'origine minérale ou pétrochimique : fibres de verre, fibres de carbone et fibres organiques. Pour réduire l'emploi des

fibres traditionnelles, dont le coût environnemental est élevé, de nouvelles solutions sont étudiées. Des recherches portent notamment leur attention sur les polymères renforcés par les fibres naturelles (fibres végétales, fibres minérales, fibres animales). Les composites obtenus peuvent présenter des propriétés mécaniques, physiques et chimiques intéressantes ainsi que des avantages économiques et environnementaux certains [8]. Au delà de l'avantage que leur confère leur biodégradabilité, les principales questions concernant les fibres végétales sont leur coût et leur disponibilité [9].

Si de nombreuses variétés de fibres végétales existent pour la fonction de renfort, on constate que les fibres présentant les performances les plus intéressantes ont un rôle structural dans la nature. Elles proviennent : des poils séminaux de graines (coton, kapok) ; des tiges de plantes (lin, chanvre, jute, ramie) ; des feuilles (sisal, alpha) ; des troncs (chanvre de Manille) ou d'enveloppes de fruits (noix de coco). Parmi les fibres végétales traditionnellement utilisées et disponibles en France, celles issues des plantes de chanvre [10, 11] et de lin [12] présentent de bonnes propriétés mécaniques. En revanche, ces fibres présentent une non-uniformité dans leurs caractéristiques liée à leur origine naturelle (« diamètre » non constant de la fibre, longueur variable, constitution chimique variable, propriétés aléatoires,...), entraînant le plus souvent une dispersion de leurs propriétés mécaniques [13]. De nombreux travaux ont malgré tout montré le fort potentiel des composites à fibres végétales, dans des applications nécessitant des propriétés mécaniques élevées [14, 15].

Plusieurs composites à renfort présentent des propriétés mécaniques susceptibles d'être utilisées dans les domaines techniques. Le nombre croissant de séminaires organisés par l'industrie sur cette thématique le démontre. Ce succès incontestable est lié aux propriétés intrinsèques des fibres, à leur légèreté, et à leur origine naturelle et à leur disponibilité géographique. Les prémices de l'utilisation technique des fibres végétales sont à rechercher dans l'industrie automobile, les textiles ont été employés pendant des années pour renforcer des plastiques utilisés dans des « Trabant » [16, 17].

De nombreuses analyses de cycle de vie ont été conduites sur les matériaux composites à fibres végétales [18–21]. En règle générale, la plupart des avantages environnementaux des produits à base de fibres s'acquièrent au cours de la phase d'utilisation. Concernant le transport, le poids réduit des composites à base de fibres diminue la consommation de carburant ce qui affaiblit la dégradation de l'environnement. Lorsque la même résistance mécanique est requise, l'avantage d'utiliser des fibres cellulosiques (densité $\sim 1,5$) plutôt que des fibres de verre (densité $\sim 2,5$) dans un matériau composite peut cependant être perdu parce que les éléments de construction doivent alors être plus volumineux. Toutefois, lorsque la même rigidité est demandée, les fibres ligno-cellulosiques permettent d'obtenir des éléments de construction plus légers. Il faut donc avoir à l'esprit que les gains environnementaux sont fonction du type d'application [22, 23].

Les fibres végétales sont considérées comme presque neutres vis à vis des émissions de CO_2 dans l'atmosphère puisque leur combustion, ou leur biodégradation, ne produit qu'une quantité de dioxyde de carbone égale à celle que la plante a absorbée pendant sa croissance. Néanmoins il faut les cultiver et les transformer, ce qui nécessite de l'énergie. Les objets en composites à fibres naturelles sont donc *a priori* plus faciles à recycler [7] et, si leur matrice est biodégradable (biopolymère), après broyage ils sont

compostables [24, 25]. Il faut considérer que les polymères renforcés par des fibres végétales sont en cours de développement ; leurs applications sont encore limitées mais ils seront amenés à jouer un rôle dans l'industrie future, notamment grâce à l'intérêt porté par le secteur automobile [26]. Toutefois, avant d'utiliser ces fibres comme renfort dans les matériaux composites, il est nécessaire de bien connaître leurs propriétés mécaniques. Pour optimiser numériquement les structures en polymère renforcé par des fibres végétales et bien comprendre leur comportement, la connaissance du comportement et des propriétés mécaniques des fibres unitaires est une nécessité. Les simulations ont pour but d'évaluer l'intégrité des structures sans les détériorer. Cette étape importante en industrie est destinée à garantir la sécurité d'utilisation des matériaux composites renforcés par des fibres. Elle joue aussi un rôle économique non négligeable, dans le sens où elle permet une gestion optimisée de la maintenance.

Parmi les techniques de mesure des propriétés mécaniques des fibres unitaires, on peut distinguer les méthodes mécaniques connues telles que les méthodes de traction de fibre isolée [12, 27, 28] qui permet de déterminer le module de Young et de nanoindentation [29], qui permet de déterminer les modules de nano-indentations longitudinaux ou transversaux pour ce qui concerne la nanoindentation, notamment les modules d'Young. Des méthodes alternatives ont aussi été utilisées aussi pour déterminer les propriétés mécaniques des fibres unitaires, comme le contrôle par traction de mèche et émission acoustique (EA) [30–32] et l'Analyse Mécanique Dynamique (DMA) [10, 33–35].

Pour compléter ce panel de moyens de mesure, des caractérisations sans contact sont développées de nos jours et appartiennent aux méthodes de contrôle non destructif (CND). En particulier, une méthode acoustique picoseconde a été utilisée pour déterminer les coefficients d'élasticité d'une fibre élémentaire par la détection des échos acoustiques dans la section transversale de la fibre [36, 37].

Dans le cadre de cette thèse, nous proposons une méthode de caractérisation des propriétés élastiques des fibres basée sur la technique de spectroscopie de résonance ultrasonore laser (L-RUS) [38, 39]. Cette méthode associe des mesures vibratoires sans contact par laser couplées à une modélisation des modes des vibrations par éléments finis (EF) [40, 41]. Après une brève introduction sur les fibres utilisées pour renforcer les polymères, nous proposons dans ce chapitre de présenter les méthodes classiques utilisées pour caractériser les comportements mécaniques des fibres unitaires. Nous présenterons, par la suite, les méthodes vibratoires. Enfin, nous introduirons la méthode de spectroscopie de résonance qui sera développée dans ce travail de thèse en vue d'une application aux fibres végétales.

I.2 Les fibres dans les matériaux composites

Il existe plusieurs types de fibres qui peuvent être utilisées pour le renforcement des polymères. Ces fibres sont classées selon leur origine (naturelle, artificielle), leur forme (droite, ondulée, ...etc.), leurs dimensions (macro ou microfibres) et leurs propriétés mécaniques. Les principales fibres utilisées comme renfort dans des matériaux composites sont les fibres artificielles et les fibres végétales.

I.2.1 Fibres artificielles

Dans les industries utilisatrices de matériaux composites, les fibres de verre, d'aramide et de carbone sont utilisées selon les performances de renforcement souhaitées. Chaque secteur a son renfort de prédiction, le carbone pour l'aéronautique, le verre pour le nautisme, pour ne citer que ceux-ci. Les fibres de verre sont toutefois les plus utilisées en volume pour des raisons historiques, de coût, parce que la majorité des composites manufacturés ne nécessitent pas des performances mécaniques exceptionnelles.

Fibres de verre

Les fibres de verre sont fabriquées à partir d'un mélange à base de silice. En faisant varier la composition de ce mélange, différents types de verre peuvent être obtenus : le verre E, les verres S ou R pour des applications mécaniques plus sévères, le verre C pour des applications chimiques et le verre D pour des applications diélectriques. Les fibres de verre E constituent le principal renfort des produits composites de grande diffusion et sont utilisés dans plus de 95% des matériaux composites [42]. Le mélange est porté à fusion à 1200 °C puis est transféré dans un four filière à 1000 °C. En sortie de filière, le verre est étiré à grande vitesse pour former des fibres continues dont le diamètre varie de 10 à 50 µm. Les fibres ainsi produites ne peuvent pas être utilisées sous cette forme en raison de plusieurs points faibles : manque de cohésion interfilaire, forte sensibilité à l'abrasion, présence de charges électrostatiques et mauvaise compatibilité avec la résine (imprégnation, adhérence verre/résine). Pour toutes ces raisons et dans le but d'être tissées, les fibres sont ensuite ensimées. Il existe trois principaux types d'ensimages :

- l'ensimage textile pour permettre le tissage. Il fait intervenir des agents collants, lubrifiants, adoucissants ou encore antistatiques.
- l'ensimage plastique ou "finish" qui consiste à déposer un agent de pontage rendant possible la liaison fibre/résine.
- l'ensimage textilo-plastique qui confère aux fibres les propriétés nécessaires au tissage et à la liaison fibre/résine en une seule étape.

Fibres aramide

Ces sont des polyamides aromatisés obtenus par synthèse à basse température (environ -10 °C). Ils sont ensuite filés et étirés pour obtenir un module d'élasticité élevé. Ces fibres sont connues sous la marque Kevlar de Dupont de Nemours. En comparaison avec les fibres de verre, le prix des fibres d'aramide est élevé ce qui a été un frein pour leur développement. Néanmoins, le Kevlar possède une résistance spécifique en traction (résistance/densité) supérieure à la plupart des autres fibres pour ce type de sollicitation. Notons que le Kevlar est essentiellement utilisé pour des applications en matériaux composites. Les principales limites d'utilisation de ces fibres sont [42] :

- la reprise d'humidité. La structure des fibres d'aramides renferme des micropores qui ont tendance à retenir l'eau en présence d'humidité. Les tissus de Kevlar doivent être séchés avant leur imprégnation par la résine.
- la sensibilité aux rayonnements ultra-violets.

- la faible tenue en compression par rapport à la traction. La contrainte ultime de compression d'une fibre d'aramide est cinq fois inférieure à sa contrainte de traction. C'est une limitation importante pour l'utilisation de composites sollicités en flexion (combinaison traction/compression) qui seront dimensionnés avec la condition la plus défavorable à savoir la résistance en compression.

Fibres de carbone

Les fibres de carbone sont couramment employées dans les matériaux composites en raison de leur faible masse volumique et d'excellentes propriétés mécaniques telles qu'un haut module élastique et une grande résistance à la rupture. Leur utilisation est désormais courante dans notre quotidien au travers d'équipements sportifs (ski, surf, canoë à pêche, ...) mais aussi dans les domaines de pointe tels que l'automobile, l'aéronautique et le spatial ou même dans l'industrie nucléaire [42].

Il existe deux grandes sortes de fibres de carbone : les fibres HR (Haute Résistance) qui sont les plus utilisées et les fibres HM (Haut Module). Les fibres HM ont des modules d'Young très élevés qui peuvent être jusqu'à deux fois supérieurs à ceux des fibres HR. Mais, elles comportent un allongement à rupture en traction 2 fois moins élevé ce qui a tendance à rendre les composites plus "fragiles". Par ailleurs, les fibres de carbone sont anisotropes et peuvent présenter des structures très différentes suivant la nature du précurseur utilisé pour leur fabrication. Les trois grandes catégories sont les fibres de carbone obtenues à partir d'un précurseur à base de cellulose, les fibres PAN fabriquées à partir de polyacrylonitrile et les fibres Pitch fabriquées à partir de brais. La qualité des fibres de carbone finales dépend fortement du précurseur.

Les fibres de carbone possèdent les qualités générales suivantes :

- très forte raideur axiale,
- très bonne résistance aux attaques chimiques,
- meilleure durée de vie en fatigue que les fibres de verre.

Toutefois, l'anisotropie des fibres de carbone constitue, comme pour les fibres de Kevlar, une contrainte supplémentaire à prendre en compte lors de la conception de pièces composites. Par rapport aux fibres de verre, elles demeurent encore chères.

Propriétés des fibres artificielles

Il est intéressant de remarquer que les caractéristiques des fibres sont fonction de leur nature mais aussi de leur microstructure. La Figure 1.1 montre les sections de trois types de fibres observées par microscopie électronique à balayage : verre E (Fig. 1.1(a)), carbone PAN (Fig. 1.1(b)), carbone Pitch (Fig. 1.1(c)) et la section d'une fibre de Kevlar observée par microscope à force atomique (AFM) (Fig. 1.1(d)). On constate la présence de structures très différentes (en "oignon" pour les fibres de carbone PAN et radiale pour les fibres Pitch) et de forme variée (circulaire pour les fibres de verre et non circulaire pour les fibres de kevlar). Ces observations illustrent l'influence de la structure sur le comportement d'une fibre (verre E isotrope et carbone anisotrope) et sur ses propriétés dans le cas des fibres de carbone (PAN, Pitch). Le Tableau 1.1 regroupe les principales propriétés des fibres de verre E, de carbone et de Kevlar [43, 44].

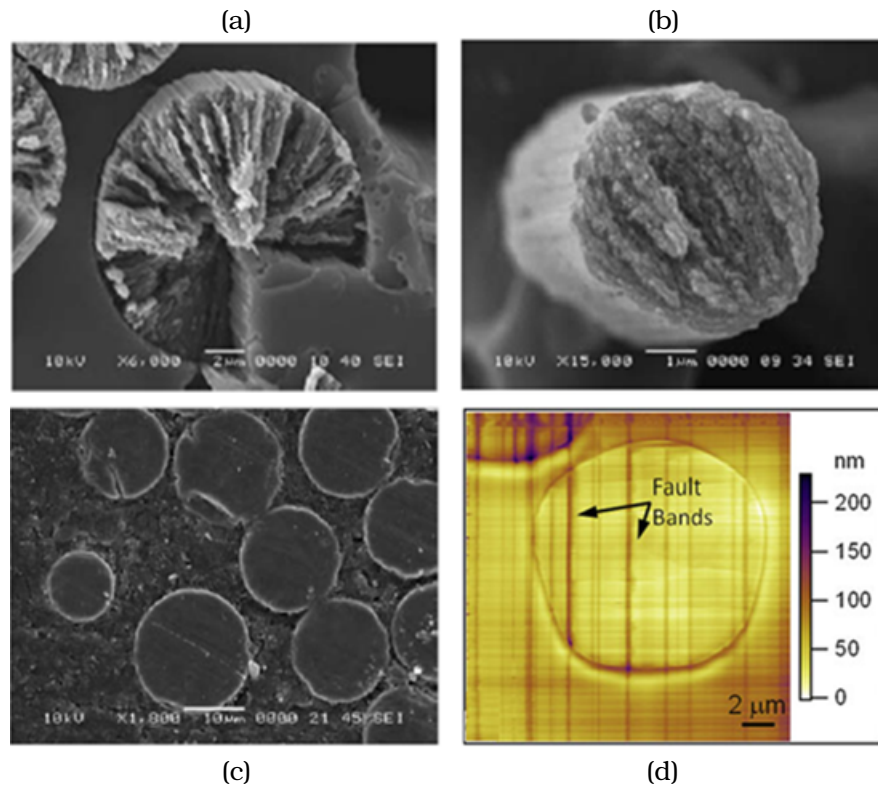


FIGURE I.1 – Observation de composites à fibres longue - Mise en évidence de la microstructure des fibres de verre et de carbone après rupture; (a) Carbone Pitch [42] et (b) Carbone PAN [45]; et la forme des fibres après polissage (c) Verre E [45] et (d) Kevlar [46].

Fibre	Diamètre d (μm)	Masse volumique ρ (kg/m^3)	Module longitudinal E_L (GPa)	Module transversal E_T (GPa)	Coefficient de Poisson ν_{LT}
Verre E	15-20	2520-2600	72-77	72-77	0,20-0,25
Kevlar	12	1450-1490	124-135 [26]	5-6	0,4
Carbone HR	7	1750-1800	200-260 [47]	15	0,3
Carbone HM	5-6	1800-1950	350-600 [48]	6	0,35

TABLE I.1 – Propriétés des principales fibres artificielles de renfort [43, 44].

I.2.2 Fibres végétales

Les fibres végétales représentent une alternative intéressante et prometteuse en remplacement des fibres artificielles dans la réalisation de matériaux composites à matrice organique. Ces fibres cumulent de nombreux atouts : ressources renouvelables et abondantes, propriétés mécaniques, physiques et chimiques intéressantes ainsi que des avantages économiques et environnementaux certains [8, 49, 50]. L'utilisation de ce type de renfort dans des composites à hautes performances mécaniques requiert une bonne compréhension du comportement des fibres elles-mêmes. Les fibres végétales présentent une anisotropie mécanique et une variabilité géométrique significatives. De plus, contrairement aux fibres de verre et de carbone, leur comportement dépend étroitement de la température et de l'humidité. En France, les fibres végétales couramment utilisées sont celles de lin et de chanvre.

Qu'est-ce qu'une fibre végétale ?

Une fibre végétale est une expansion cellulaire morte qui est principalement composée de cellulose, d'hémicelluloses, de lignine et de pectines. Elle est soit isolée soit regroupée avec d'autres en un faisceau [51].

Il est primordial de ne pas confondre fibre unitaire (ou fibre élémentaire) et faisceau de fibres. Une fibre unitaire correspond à une cellule élémentaire fibreuse, qui regroupée avec d'autres forme un faisceau de fibres ; le lien interstitiel entre les fibres unitaires étant composé principalement de pectines et d'hémicelluloses (Fig. 1). Ce sont généralement ces faisceaux de fibres qui sont communément appelés « fibres végétales » [52] ou fibre technique dans le textile.

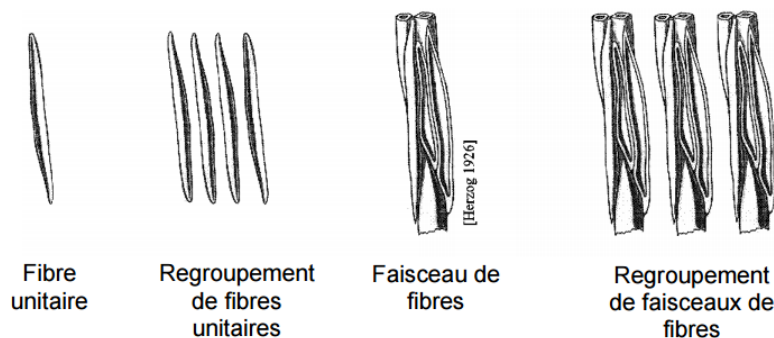


FIGURE I.2 – Les différentes formes de fibres végétales [53].

Une fibre végétale est caractérisée par sa finesse et sa forme allongée par rapport à son diamètre. La plupart des fibres végétales mesurent entre 10 et 150 mm de long pour un diamètre de 10 à 50 μm , soit un rapport longueur sur diamètre entre 200 et 3000 [50, 54]. Les fibres de bois possèdent une morphologie et une composition chimique particulières. Elles sont plus courtes (< 5 mm) et contiennent beaucoup plus de lignine que les autres [7].

Origines des fibres végétales

Les fibres végétales peuvent être issues de différentes parties de la plante : des graines (poils, séminaux), de la tige ou du tronc (fibres libériennes), des fruits (enveloppe) ou des feuilles (Fig. I.3).

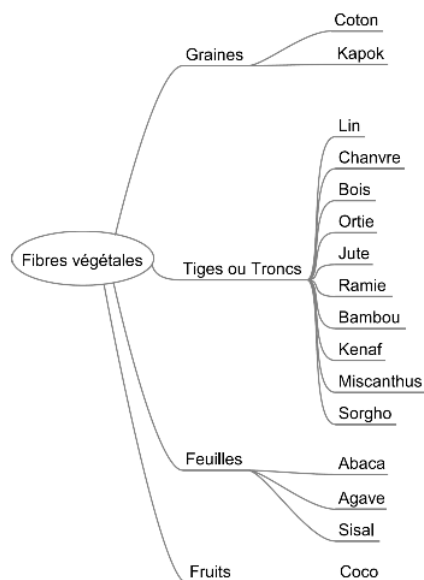


FIGURE I.3 – Classification des fibres végétales en fonction de leurs origines [7].

En France, un grand nombre d'espèces végétales est cultivé. Parmi celles-ci, un certain nombre sont ou peuvent être utilisées à des fins matériaux : bois, chanvre, lin. Cependant, ces espèces ne font pas l'objet du même degré de connaissance et de recherche ni du même degré d'utilisation. Le bois figure parmi les fibres végétales, mais c'est un cas particulier (composition, structure, etc...) qui peut être traité séparément [7].

Dans le cadre de cette thèse, nous avons pour objectif l'étude d'élasticité et d'amortissement de la fibre de lin. Ceci permet d'envisager son utilisation en tant que renfort dans des composites structuraux à matrice polymère.

Fibre de lin

Le lin est une plante de la famille des Linacées et du genre *Linum*, qui comporte plus de deux cents espèces. Cette plante est constituée d'une tige dont l'extrémité est formée de plusieurs petites fleurs bleues. Elle contient sur toute sa hauteur de longues fibres qui lui confèrent sa rigidité. Ce sont précisément ces fibres qui ont des bonnes caractéristiques physiques et mécaniques comparables à celles de quelques fibres artificielles, qui font du lin un renfort intéressant pour les matrices polymère. Les fibres de lin sont des cellules situées en périphérie de la tige, dans la direction longitudinale. Elles sont regroupées par faisceaux de 20 à 40 fibres. Chaque tige re-



FIGURE I.4 – La plante de lin [55].

groupe plusieurs dizaines de faisceaux [56, 57]. Ces fibres se situent précisément dans le phloème parenchymateux, entre le bois et l'écorce (Fig. I.5). La figure I.5, diffusée sur Wikipédia*, permet d'identifier les différents éléments de la section d'une tige de lin. Pour effectuer une telle observation, l'opérateur noie un tronçon de tige dans une résine adaptée et découpe de fines lamelles au microtome.

Morphologie de la fibre

L'éclatée de la figure I.6, qui provient aussi d'internet, laisse entrevoir les différentes échelles pouvant intéresser l'ingénieur selon son centre d'intérêt. La fibre élémentaire de lin fait de 7 à 80 mm de longueur [58–61] pour un diamètre apparent, très variable au sein d'une même fibre, de 7 à 78 μm [58]. On sait aussi que les interfaces sont imparfaites. Sa croissance se fait par synthèse de cellulose, au gré des journées favorables du point de vue lumière et hygrométrie, de l'extérieur de la cellule vers son centre. Elle est donc par essence multicouche comme le montre le schéma de la Fig. I.7. En particulier, la paroi S2 de laquelle découlent principalement les propriétés mécaniques de la fibre est constituée de plusieurs couches de microfibrilles orientées en spirale à 10° ou alternativement à $+10^\circ$ et -10° environ de l'axe de la fibre selon certains auteurs [62]. Cette orientation est déterminée génétiquement [62, 63].

Finalement, la croissance s'achève avec la maturation de la fibre. Durant la vie de la cellule, le centre de la fibre est occupé par le cytoplasme ; après la mort cellulaire, cet espace est vide et il est appelé *lumen* (Fig. I.7(a)). Sa section varie très rapidement

*, Photo élaborée et colorisée par S. Alix, Université de Rouen

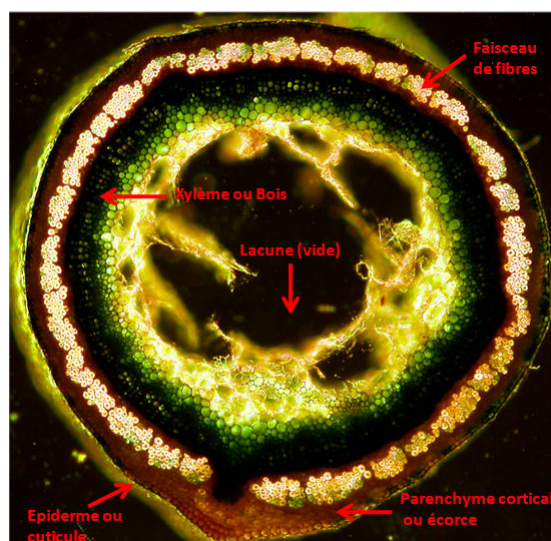


FIGURE I.5 – Coupe transversale d'une tige de lin diffusée sur Wikipédia.

le long de la fibre [67]. Son volume, qui dépend de l'épaisseur des parois synthétisées pendant l'activité du cytoplasme, occupe moins de 10 % du volume total de la fibre [56]. L'importance relative de cette cavité est liée aux conditions de croissance de la cellule. Lorsque la croissance a été favorable, en terme de durée et de synthèse journalière de cellulose, le *lumen* résultant est petit et très déformé [63]. L'influence du *lumen* est importante mais souvent négligée. Quand le diamètre du *lumen* est important par rapport à celui de la fibre, la section réelle des parois de la fibre est plus faible, ce qui conduit à une diminution de ses propriétés. L'aspect extérieur de la fibre de lin est polygonal et comporte en moyenne 6 cotés (Fig. 1.7(a)), mais la fibre peut être localement fortement aplatie en fonction, *a priori*, du volume dont elle dispose lors de sa croissance. On montre sur la Fig. 1.8(a) le détail d'une coupe transversale d'un fil de lin, tel que ceux qui sont utilisés pour réaliser des tissus, observé au microscope optique. Cette coupe, dans laquelle on dénombre une trentaine de fibres, donne une idée de la variété des sections de fibre que l'on peut rencontrer dans la pratique. Le taux de remplissage de chaque fibre et la proportion des différents polymères matriciels dépendent non seulement de la variété de lin, mais aussi de son environnement et de la position de la fibre dans la tige, puisque chaque zone de la tige a une histoire météorologique particulière et chaque cellule a atteint sa propre maturité au moment de l'arrachage.

Dans le lin natif des défauts peu marqués, en nombre relativement faible, sont présents. Les actions de l'homme et de machines lors de transformations agro-industrielles multiplient le nombre de ces défauts. Puis lors de la mise en œuvre des surfaces textiles de nouveaux défauts apparaissent et on remarque une augmentation de leur nombre. Les défauts sont en grande partie responsables de l'hétérogénéité des caractéristiques mécaniques des fibres de lin et sont à l'origine de ruptures des fibres lors de sollicitations mécaniques. La figure 1.9 présente des exemples de défauts ob-

Structure interne

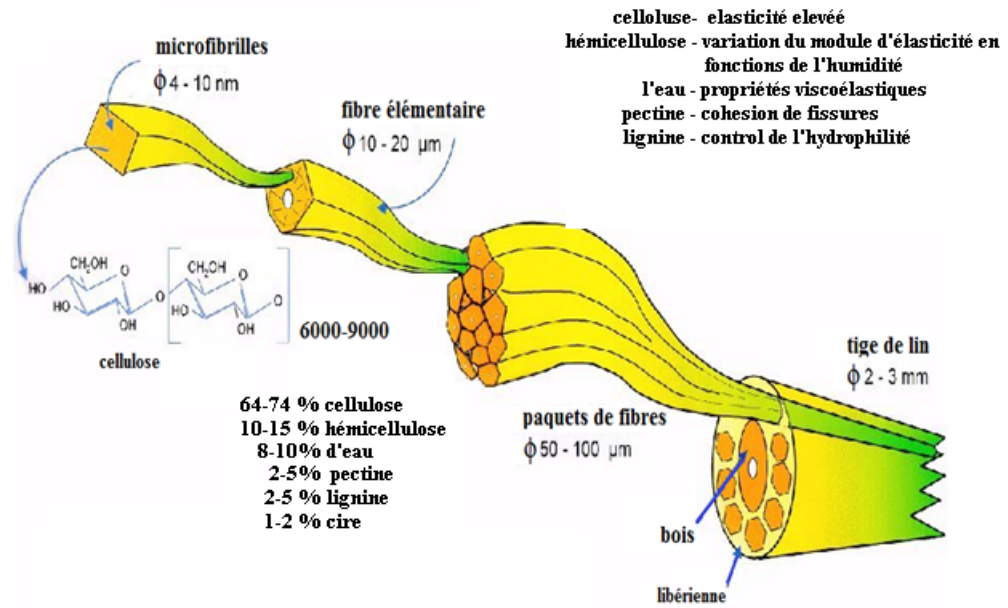


FIGURE I.6 – Éclaté : de la tige aux microfibrilles [63].

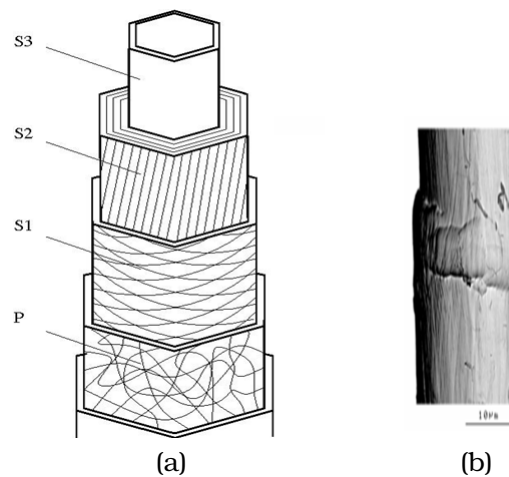


FIGURE I.7 – (a) Représentation schématique de la constitution pariétale d'une fibre de lin [62]. (b) Image MEB : orientation des microfibrilles et défaut dans le volume d'une fibre [64].

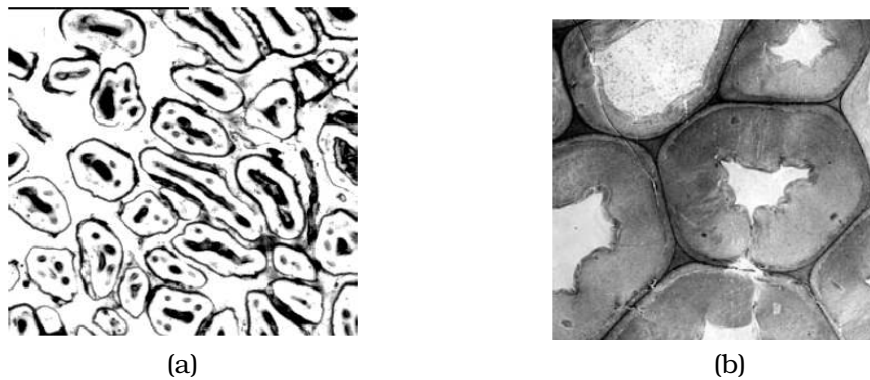


FIGURE I.8 – (a) Détail d'une coupe transversale d'un fil de lin (une trentaine de fibres élémentaires) [63]. (b) Portion d'une coupe transversale d'un faisceau de fibres dans une tige de lin [65].

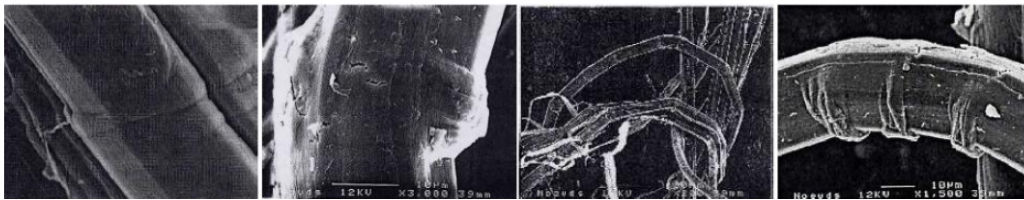


FIGURE I.9 – Exemples de défauts sur les fibres de lin observé par MEB [66].

servés sur les fibres de lin au MEB [66].

Afin d'estimer la capacité des différentes fibres pour les utiliser comme renfort dans des matériaux composites, il est nécessaire entre autre de déterminer leur propriétés mécaniques dans le sens longitudinal et transversal ainsi que l'origine des propriétés d'amortissement. Nous présenterons dans le paragraphes suivantes un état de l'art sur les principales méthodes utilisées pour évaluer les propriétés élastiques des fibres micrométriques.

I.3 Méthodes statiques

I.3.1 Traction d'une fibre unitaire

La caractérisation du comportement mécanique des fibres élémentaires, qui sont utilisées en tant que renfort dans des composites structuraux à matrice polymère, sont le centre d'intérêt de plusieurs équipes depuis des décennies. De nombreuses études ont été réalisées par essais de traction sur une fibre, permettant la mesure de l'élasticité et de la résistance longitudinale [12, 27, 28]. L'essai de traction d'une fibre unitaire fait l'objet d'une norme internationale [48].

Principe de la méthode

La caractérisation mécanique des fibres unitaires a été étudiée à l'aide de bancs d'essai de micro-traction spécifiques (Fig. I.10(a)) [28, 68, 69]. En vue du test, la fibre

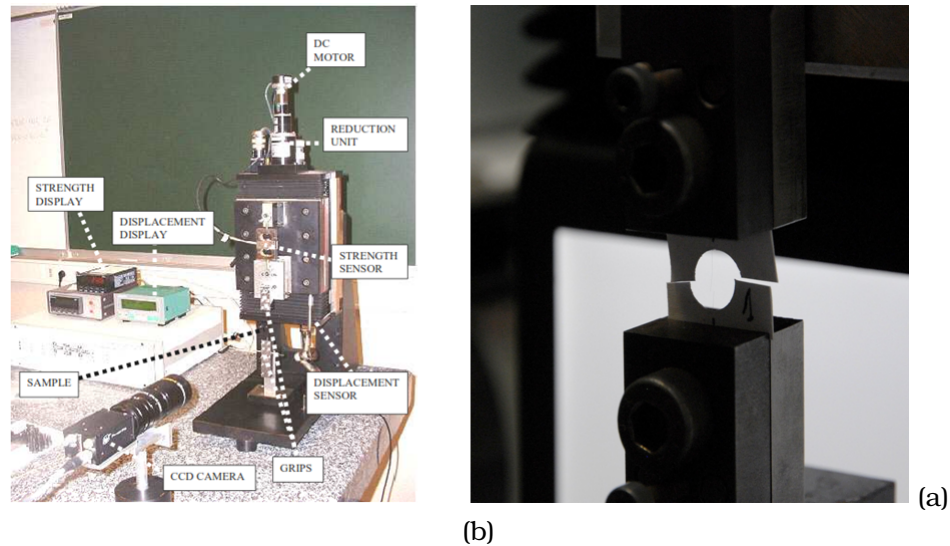


FIGURE I.10 – Banc d'essai de micro-traction et (b) grossissement de l'amarrage d'une fibre [28].

est classiquement collée dans un cadre en papier avant le montage sur le banc. La longueur libre de la fibre, ou longueur utile, est considérée comme la longueur de jauge. Son allongement est mesuré via un capteur montée en parallèle. La force de traction est mesurée via un capteur monté en série. L'amarrage est spécifique à chaque type d'échantillon (Fig. I.10(b)), le but étant de n'induire aucune sollicitation parasite sur celui-ci. Concernant les fibres, ce point n'est pas critique car l'échantillon est en traction pure dans une grande partie de la zone utile. Avant chaque essai il est intéressant d'évaluer le diamètre de chaque fibre à partir d'une moyenne de mesures faites au microscope optique en plusieurs points le long de l'axe de la fibre [28, 70]. Ensuite, les bords supérieur et inférieur du carton sont serrés entre les mors de la machine de traction tandis que les bords latéraux sont coupés (Fig. I.12). La fibre est alors sollicitée en traction à une vitesse constante de déplacement de la traverse jusqu'à sa rupture. Les capteurs de force et de déplacement donnent respectivement l'effort de traction et l'allongement de la zone utile de la fibre durant l'essai de traction. Ces données sont converties en contrainte et en déformation longitudinale via la connaissance du diamètre apparent. L'essai de traction longitudinale d'une fibre unitaire permet de déterminer les gardeurs physique intrinsèques suivantes :

- la contrainte à la rupture σ^r ;
- la déformation à la rupture ε^r ;
- le module d'Young E_L , qui est déterminé par la courbe de comportement en traction dans laquelle on représente la contrainte en fonction de la déformation au cours de l'essai.

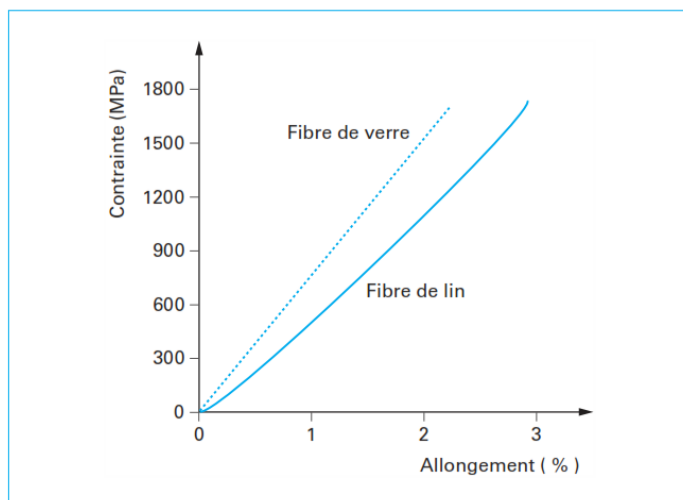


FIGURE I.11 – Essai de traction sur fibre unitaire. Exemples de courbes contrainte/déformation d'une fibre de verre E (diamètre : $12,41\ \mu\text{m}$) et d'une fibre de lin (diamètre : $14,62\ \mu\text{m}$). Longueur libre : 10 mm. Vitesse de sollicitation : 1 mm/min. Capteur de 2 N [7].

La figure I.11 présente une comparaison entre les courbes contrainte/déformation obtenues par des essais de traction réalisés sur une fibre de lin et une fibre de verre [7].

Application aux fibres végétales

Des essais de traction sur des fibres unitaires de lin [12, 58], de chanvre [71], de sisal [72] et de carbone [73] ont été réalisés sur une machine électromécanique. La machine est typiquement équipée d'un capteur de 2 N et possède une précision sur la mesure des déplacements de l'ordre de $1\ \mu\text{m}$ [12, 68]. Les fibres ont été sollicitées avec une vitesse constante de déplacement de la traverse de 1 mm/min jusqu'à leur rupture.

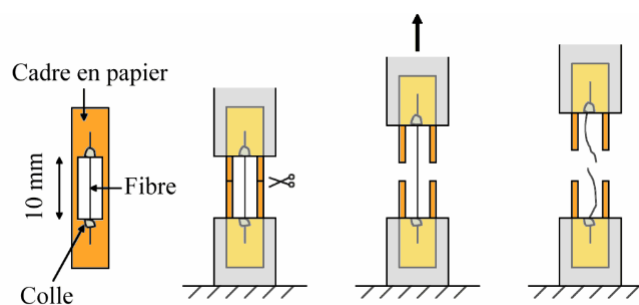


FIGURE I.12 – Protocole d'essai de traction sur une fibre de lin [13].

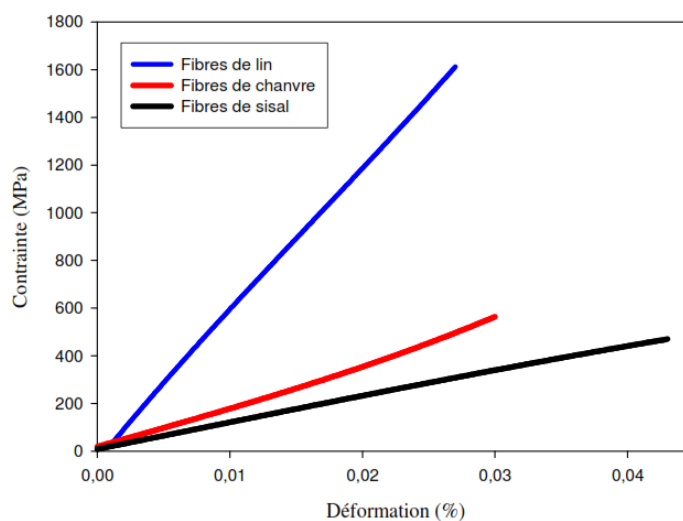


FIGURE I.13 – Courbes contrainte/déformation des fibres végétales étudiées obtenues en traction unitaire [68].

La figure I.13 représente les courbes contrainte/déformation obtenues en traction sur fibres unitaires pour les trois types de fibres étudiées. Les courbes contrainte/déformation des différentes fibres mettent en évidence une zone de non linéarité en début de courbe plus ou moins marquée selon le type de fibre. Ceci correspond à un alignement de la fibre, à la mise sous tension de ses défauts transversaux. La deuxième partie de la courbe est quasiment linéaire et représente le comportement élastique de la fibre. Le module d'Young est calculé dans cette zone. La présence de cette zone de non linéarité en début de courbe (très légèrement visible sur la Figure I.13 est aussi attribuée à une réorientation des fibrilles de celluloses qui sont orientées par rapport à l'axe de la fibre [68]. Une analyse détaillée du comportement d'une fibre de lin en traction montre une augmentation du module d'Young avec la déformation [12].

Fibre	Verre E	Carbone	Kevlar	Lin	Chanvre	Sisal
E (GPa)	72-73	230	124	12-85	35	9- 21
E/ρ	28,5-28,7	135,3-121,1	86,1	7,8-55,2	32,7	6,2-14,5
A%	4,6-4,8	1,5	2,9	1-4	1,6	3-7
σ_u (MPa)	3200-3400	3500	3 620	600-2000	389	350-700
σ_u/ρ	1260-1339	2059-1842	2514	390-1299	364	241-483
ρ (g/cm ³)	2,54	1,7-1,9	1,4	1,54	1,07	1,45
Réf.	[74]	[75]	[76]	[77-80]	[71]	[72, 81]

TABLE I.2 – Propriétés mécaniques moyennes en traction de différentes fibres naturelles comparées aux fibres artificielles (avec E : module d'Young; A : allongement à rupture en traction; σ_u : contrainte à rupture en traction).

Le tableau I.2 illustre les propriétés mécaniques moyennes en traction de différentes fibres naturelles comparées aux fibres de renfort habituellement utilisées dans les matériaux composites.

Bilan

L'étude bibliographique des propriétés mécaniques des fibres végétales a permis de mettre en évidence leurs bonnes propriétés spécifiques. Ceci est particulièrement vrai en ce qui concerne la rigidité. Cependant, les essais de traction sur une fibre élémentaire permettent de connaître uniquement leur propriétés mécaniques dans la direction de l'axe de la fibre [73] (module d'Young longitudinal par exemple) mais ne renseignent pas sur les propriétés transverses, en particulier le module d'Young transverse et les coefficients de Poisson. De plus l'essai de traction sur une fibre présente une difficulté de mise en œuvre, et ne tient pas compte de la dimension réelle du lumen dans le cas des fibres végétales.

I.3.2 Traction d'une mèche de fibres

La traction peut être effectuée sur mèche de fibres [30–32]. Deux types d'essais sont confrontés : un essai de traction à charge constante et un essai de traction à vitesse de déformation imposée. La variabilité des propriétés mécaniques des fibres de verre a ainsi été étudiée par R'Mili *et al.* [31, 82, 83] en utilisant des faisceaux d'environ 2000 filaments. Des mesures ont été réalisées aussi sur des fibres de carbone en utilisant des faisceaux d'environ 6000 filaments [32, 84]. Cette méthode n'a pas encore été appliquée aux fibres végétales. Les explications qui suivent proviennent directement des textes des auteurs...

Principe de la méthode

La procédure développée ci-dessous indique la démarche à suivre pour la réalisation d'éprouvettes mono mèches [85]. Selon [82], "la mèche est fixée à l'une de ses extrémités par une pince, puis mouillée avec du méthanol afin de faciliter sa manipulation et surtout afin d'aligner les filaments (Figure I.14(a)). On positionne ensuite un petit tronçon de gaine thermorétractable (diamètre 1,6 mm) sur la mèche (Figure I.14(b)). Lors du chauffage, la gaine frette les fibres et les maintient en place. Celle-ci permet à la fois de fixer l'extensomètre et de mieux définir la longueur utile, en empêchant toute diffusion de la résine par capillarité dans la partie utile de la mèche au cours des étapes suivantes. La réalisation des têtes de l'éprouvette est effectuée ensuite en deux temps. Tout d'abord, la partie de la mèche constituant la tête est imprégnée de résine (Figure I.14(c)) : cela est réalisé au moyen d'une gaine thermorétractable (diamètre 3 mm), enfilée sur la mèche, remplie de résine au moyen d'une seringue et légèrement chauffée pour faire pénétrer la résine entre les fibres."

Cette portion de mèche imprégnée est polymérisée par étuvage de 30-40 min à 70°C. La mèche est ensuite retournée pour la préparation de façon identique de la seconde tête (reprise des trois étapes précédentes). L'extrémité de la mèche est alors positionnée dans un tube métallique de 20 mm de longueur, rempli de résine (Figure I.14(d)) ci-dessous). Le plus grand soin doit être apporté au centrage de la mèche dans le tube

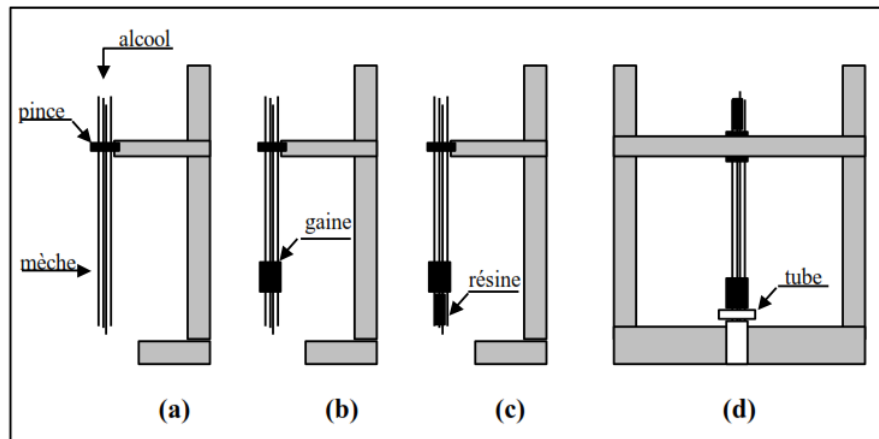


FIGURE I.14 – Différentes étapes de la réalisation des éprouvettes [83].

lors de la polymérisation de la résine. L'utilisation du tube métallique permettra ultérieurement un serrage uniforme dans les mors sans affecter les fibres.

La mise en place de la mèche sur la machine de traction (Figure I.14(a)) ou sur le montage à charge constante (figure I.14(b)) comporte d'abord la suspension libre de la mèche, donc en condition de torsion nulle après fixation de la tête supérieure au mors fixe, puis le déplacement de la traverse mobile ou simplement le rapprochement du mors inférieur jusqu'à amarrage de la partie inférieure de l'échantillon. L'essai de traction à charge monotone est utilisé pour déterminer les paramètres de Weibull et la charge maximale supportée par la mèche, (P_{max}). Dans les essais à charge constante, on impose une sollicitation choisie entre 92% et 100% de P_{max} . Un capteur de force est fixé pour mesurer le chargement, et un extensomètre est placé aux extrémités des fibres sur la gaine thermorétractable pour effectuer une mesure directe de la déformation.

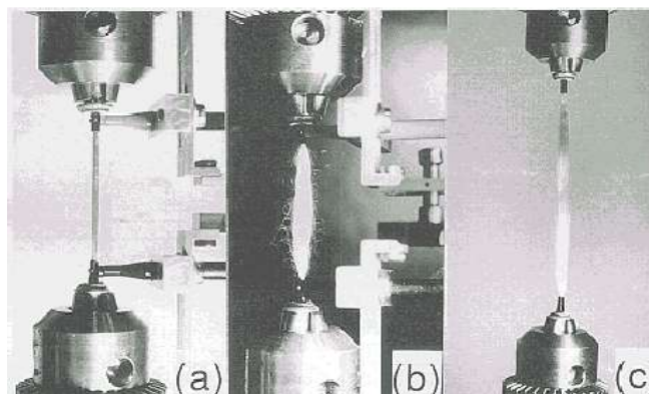


FIGURE I.15 – Essai en traction [83].

La Figure I.15 montre l'aspect de la mèche durant l'essai de traction. La photo (a) montre le début de l'essai. L'allure de la rupture finale de la mèche dépend fortement des conditions de frottement entre les fibres, (b) mèches préalablement sèche, (c) mèche préalablement mouillée au méthanol [82].

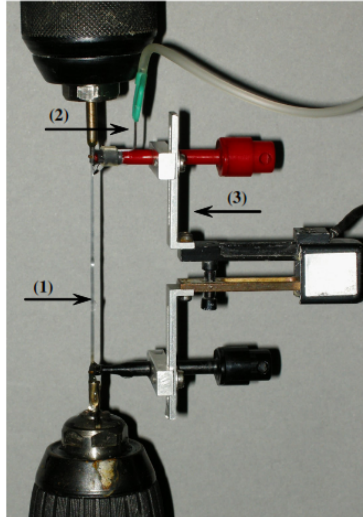


FIGURE I.16 – Essai de traction des mèches et capteurs : (1) mèche de fibre ; (2) imprégnation des gouttes d'eau ; (3) extensomètre [30].

"Un système d'acquisition numérique peut être utilisé pour détecter les émissions acoustiques durant la traction de la mèche. Un seuil de 32 dB réglé préalablement à l'essai permet d'éliminer certains bruits parasites. Les deux capteurs résonnants (300 kHz) couplés avec de la graisse de silicone, sont disposés sur les têtes de l'éprouvette, et maintenus avec du ruban adhésif (Figure I.16). Le contrôle par émission acoustique (EA) permet de suivre l'endommagement de la mèche en temps réel [86,87]. D'après les auteurs, l'EA est fréquemment adoptée pour la surveillance et le contrôle de la mèche lubrifiée de verre E, qui constitue une méthode convenable et relativement rapide pour obtenir les paramètres de Weibull de distribution des résistances [82]".

L'essai en traction des mèches (ETM) permet de déterminer les gardeurs physiques intrinsèques suivantes :

- la contrainte à la rupture σ^r ,
- la déformation à la rupture ε^r ,
- le module d'Young E_L des fibres,
- la distribution des contraintes à la rupture dans une mèche peut être décrite en utilisant une fonction de distribution de Weibull.

Bilan et application aux fibres végétales

En conclusion, l'intérêt de cette méthode réside dans le fait qu'on peut caractériser le renfort à partir d'un nombre très réduit d'essais. Cela est très intéressant pour une étude nécessitant un nombre important de mesures, comme, par exemple, l'étude de l'évolution des propriétés mécaniques du renfort en fonction du milieu (acide ou basique) [88]. De plus, le résultat obtenu par cette méthode est une moyenne du comportement à rupture d'un très grand nombre de fibres : il est donc beaucoup plus représentatif du point de vue statistique.

Cependant, la traction de mèche n'est pas utilisable pour la mesure précise du module d'Young. Pour aligner les filaments des fibres, cet essai nécessite par ailleurs l'utilisation d'alcool (méthanol par exemple dans le cas de verre), ce qui n'est pas sans doute adaptable aux fibres végétales car cela va induire un changement de leur propriétés mécaniques. De plus, la traction de mèche permet de connaître uniquement la moyenne du module d'Young longitudinal mais ne renseigne pas sur les propriétés transverses, telles que le module d'Young transverse et les coefficients de Poisson.

I.3.3 Nanoindentation

Selon [89], "La technique d'indentation a connu une grande évolution technologique depuis plus d'un siècle, avec les premiers essais réalisés par Brinell [90] permettant de définir la notion de dureté, jusqu'à aujourd'hui où la technique de nano-indentation nous permet de déterminer, à l'échelle nanométrique, la dureté, le module élastique, ainsi que les propriétés viscoélastiques des matériaux [91, 92]. Les propriétés mécaniques les plus couramment mesurées sont le module d'Young et la dureté du matériau. Pour déterminer ces propriétés, il est nécessaire de déterminer précisément l'aire de contact entre la pointe et l'échantillon. Toutefois, le lien entre le déplacement de la pointe et l'aire de contact projetée n'est pas simplement une relation géométrique et plusieurs sources d'erreur sont susceptibles d'influencer directement la précision des résultats, surtout en cas d'enfoncement faible."

Principe de la méthode

"Cette technique de caractérisation est dite instrumentée dès lors que la force appliquée au contact et la profondeur de pénétration qu'elle engendre sont mesurées continuellement. L'essai d'indentation consiste à faire pénétrer une pointe, encore appelée indenteur ou pénétrateur, de géométrie et propriétés mécaniques connus, dans un matériau (si possible plan) pour en déduire ses propriétés mécaniques.

Sur la figure I.17, nous présentons un exemple schématisé du dispositif expérimental de nano-indentation. Son principe est simple. L'échantillon à caractériser est fixé sur un porte échantillon, soit avec une colle, soit par bridage."*

Avec cette méthode, il est possible d'appliquer des forces de l'ordre du micro-Newton pour des profondeurs variant de quelques nanomètres à quelques micromètres. L'indenteur servant à la caractérisation mécanique est fixé sur une colonne.

*, Wikipédia

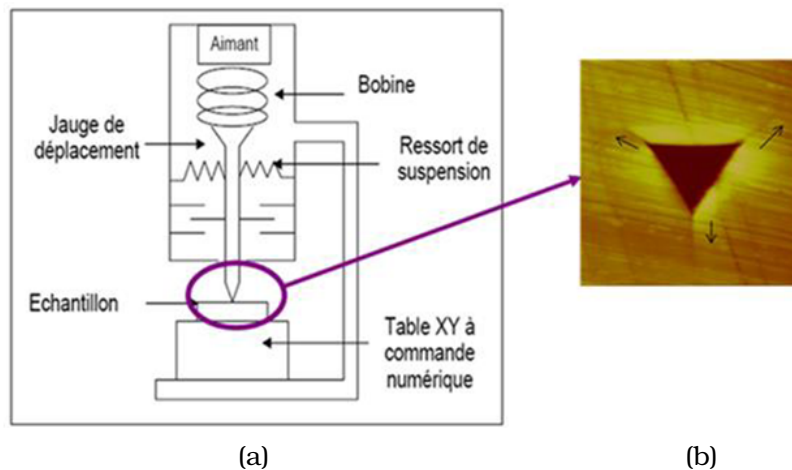


FIGURE I.17 – (a) Représentation schématique du dispositif expérimental de nano-indentation, (b) empreinte d'indenteur Berkovich [93].

Tout en gardant le principe traditionnel d'indentation, l'essai de nanoindentation consiste à enfoncer sur la surface d'un échantillon un indenteur (généralement en diamant) supposée indéformable et qui peut avoir différentes formes géométriques. Il est en général pyramidal. Le plus utilisé est la pointe Berkovich*, mais des poinçons cylindriques à base plane ou des indenteurs sphériques sont également utilisés. Nous présentons quelques indenteurs sur la figure I.18.

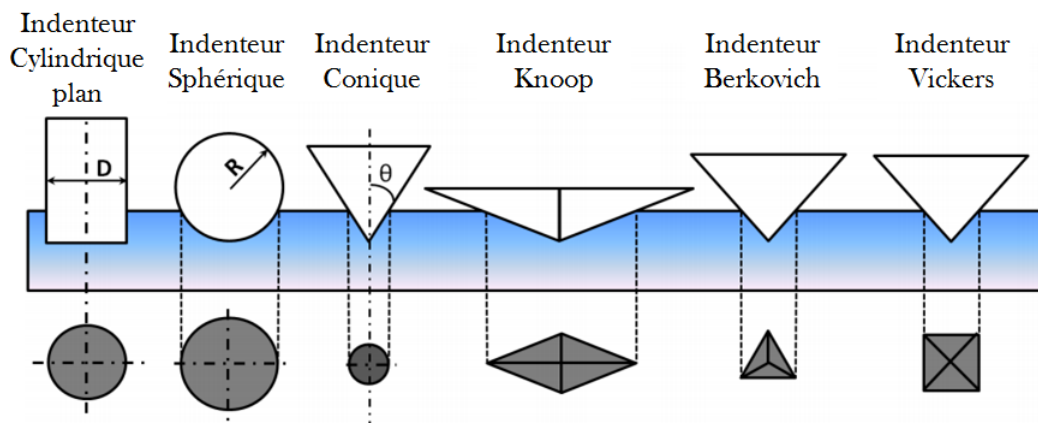


FIGURE I.18 – Schéma de différents types d'indenteurs [47].

Le développement récent de la nanoindentation permet d'envisager la caractéri-

*, L'indenteur Berkovich est une pointe pyramidale à base triangulaire. C'est l'indenteur le plus utilisé sur les machines de nanoindentation.

sation mécanique de matériaux composites ou d'objets à l'échelle micrométrique et notamment de fibres. Des travaux portant sur ce sujet se sont développés ces dernières années. Wei et Bhushan [94, 95] ont développé des essais de nanoindentation sur des cheveux humains afin de mettre en évidence l'influence des traitements ou des lavages sur leurs propriétés mécaniques. La nanoindentation a aussi été utilisée pour explorer les propriétés mécaniques notamment transversales de fibres de carbone [96], de kevlar [46, 97] ou plus fréquemment de fibres de verre [98–100].

L'essai de nano-indentation sur des fibres unitaires permettant de déterminer les grandeurs physiques intrinsèques suivantes :

- le module d'Young transverse E_T ;
- le module d'Young longitudinal E_L ;
- la dureté du matériau ;
- estimer les coefficients de Poisson

Application aux fibres végétales

Des essais de nanoindentation ont été réalisés sur différentes fibres végétales [68, 101] de bois [102, 103], de bambou [104]. En raison de leur nature bien particulière, les fibres végétales présentent une anisotropie marquée [12, 105]. La rigidité transverse des fibres végétales a notamment été étudiée par Eichhorn *et al.* [106] ou par Baley *et al.* [12] par analyse d'essais de traction transverse sur composites unidirectionnels. Charlet *et al.* [107] ont montré que les propriétés mécaniques des fibres de lin étaient dépendantes de leur zone de prélèvement au sein de la plante. Ces différents travaux ont mis en évidence des propriétés mécaniques longitudinales remarquables mais très peu de mesures directes de rigidité transverse ont été réalisées. Un récent travail de Gindl *et al.* [108] présente des mesures directes par nanoindentation de rigidités longitudinales et transverses sur des fibres de cellulose régénérées. Bourmaud *et al.* [68] ont réalisés des essais de nanoindentation sur des sections de fibres unitaires et de faisceaux pour mettre en évidence des différences de propriétés liées notamment à la succession des différentes parois végétales dans la section de la fibre.

Au LIMATB [68], les essais de nano-indentation ont été réalisés à l'aide d'un nanoindenteur MTS XP muni d'un indenteur de type Berkovitch. Les essais ont été réalisés en mode mesure de la raideur en continu (CSM) avec une fréquence de 70 Hz. Les indentations ont été menées jusqu'à une profondeur fixée avec un taux de cisaillement de $0,05 \text{ s}^{-1}$ [68]. La force a ensuite été maintenue constante pendant 60 s puis libérée jusqu'à atteindre 10% de sa valeur maximale afin d'évaluer et de corriger la dérive thermique pouvant exister. Les modules ont ensuite été calculés selon la méthode proposée par Oliver et Pharr [92]. Les essais permettant de mesurer le module d'indentation transverse ont été menés en fixant des fibres unitaires sur des lames de verre. La profondeur d'indentation est dans ce cas de 500 nm et au moins 30 indents par type de fibres ont été réalisés.

Les propriétés longitudinales des fibres et des faisceaux ont été caractérisées sur leur section : les fibres ont été incluses dans une résine thermodurcissable puis des coupes ont été réalisées avant polissage grâce à un ultra microtome à l'aide d'un couteau de diamant. Cette technique de préparation de surfaces, utilisée par Gindl [108], a été choisie et validée après avoir essayé diverses méthodes de polissage qui ne se sont

pas révélées aussi efficaces et performantes. Les cartographies réalisées sur les sections de fibres ont été obtenues avec des profondeurs d'indentation de 120 nm selon des matrices de 10×10 ou 20×20 avec écarts entre indents de 1 ou 2 μm selon les cas. La détermination des modules d'Young transverses a été réalisée sur des fibres de chanvre, de sisal et de lin [68].

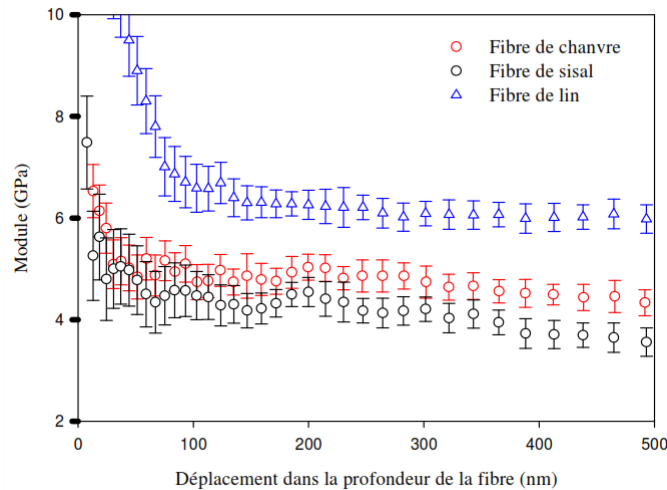


FIGURE I.19 – Modules transverses des fibres végétales obtenus en nano-indentation [68].

La figure I.19 représente les courbes obtenues en nano-indentation lors de la détermination des modules transverses pour les fibres de sisal, de chanvre et de lin. La valeur retenue est l'extrapolation du module pour une profondeur de pénétration nulle.

Bilan

Le tableau I.3 indique les valeurs de modules d'élasticité longitudinaux et transverses obtenues par traction sur fibres unitaires et nano-indentation ainsi que les rapports entre ces deux paramètres afin d'illustrer l'anisotropie des fibres végétales. Selon l'auteur, les valeurs obtenues pour les trois fibres analysées sont cohérentes et en adéquation avec les données de la littérature [68]. Les valeurs de modules transverses obtenues en nano-indentation paraissent également satisfaisantes. Lors de travaux précédents Baley *et al.* [12] et Cichocki *et al.* [105] ont estimé le module transverse du lin et du jute respectivement aux environs de 8 et 5,5 GPa en utilisant des essais de traction transverses et en analysant les résultats à l'aide d'expressions micromécaniques. Une récente étude de Gindl [108] portant sur différentes variétés de fibres de cellulose a mis en évidence des modules transverses mesurés par nano-indentation entre 4,9 et 6,7 GPa.

Les lacunes de la technique de nano-indentation sont, comme pour la technique de traction, d'être limitée à un faible nombre de coefficients d'élasticité (les modules longi-

Fibres	M_L (GPa)	M_T (GPa)	M_L/M_T	Références
Chanvre	$44,5 \pm 19,1$	$4,98 \pm 1,52$	8,9	[68]
Sisal	$25,0 \pm 12,9$	$3,85 \pm 0,87$	6,5	[68]
Lin Hermès	$54,0 \pm 15,1$	$6,4 \pm 0,35$	9,2	[68]
Jute	39,4	5,5	7,16	[109]
Bocell	$46,6 \pm 6,5$	$6,7 \pm 0,3$	7,1	[108]

TABLE I.3 – Modules transverses et longitudinaux des fibres végétales.

tudinaux et transverses). Par ailleurs, il faut noter que le calcul des modules nécessite de donner un estimateur des coefficients de Poisson [29]. La grande anisotropie des fibres végétales, qui existe aussi pour les fibres de carbone et kevlar, pose donc des difficultés conceptuelles dans l'utilisation de cette méthode [110].

I.4 Méthodes dynamiques

I.4.1 Analyse mécanique dynamique (DMA)

"L'analyse mécanique dynamique (DMA), ou spectrométrie mécanique dynamique, est une méthode de mesure de la viscoélasticité [111–113]. Cette méthode d'analyse thermomécanique permet l'étude et la caractérisation des propriétés mécaniques de matériaux viscoélastiques, typiquement les polymères. Ces matériaux présentent des modules d'élasticité qui varient fortement avec la température de la fréquence de sollicitation. Un instrument DMA permet de déterminer les grandeurs physique intrinsèques suivantes :

- les modules complexes d'Young (noté E^*) ou de Coulomb (G^*), et la viscosité complexe (η^*) ;
- le facteur d'amortissement aussi appelé facteur de perte ($\tan \delta$) caractérise la capacité d'amortissement du matériau ;
- la température de transition vitreuse (T_v), qui dépend de la fréquence.

En DMA, un échantillon est soumis à une contrainte ou à une déformation sinusoïdale. La grandeur complémentaire est mesurée. Les expériences de viscoélasticité sont réalisées dans le domaine du comportement linéaire. La contrainte, la déformation, la fréquence d'excitation et la température sont contrôlés par l'instrument de DMA.

Le type de sollicitation, traction-compression, cisaillement ou flexion, dépend du porte-échantillon choisi et des dimensions de l'échantillon. Le montage est disposé dans une enceinte thermorégulée. La technique DMA représente un outil d'évaluation bien adapté aux matériaux viscoélastiques et s'intègre à l'ensemble des méthodes d'analyse thermique (DSC, TGA, TMA, thermodilatométrie, etc.) *."

*, Wikipédia

Principe de la méthode

Dans le but d'étudier les comportements mécaniques des fibres unitaires, un analyseur mécanique dynamique a été adapté [10] pour réaliser des essais de traction quasi-statiques et des essais harmoniques avec une régulation de la température et de l'humidité. Le principe est décrit dans la figure I.20 [114, 115]. Les fibres unitaires isolées ont été d'abord examinées, pour déterminer leurs diamètres extérieurs (Fig. I.21) et détecter la présence éventuelle de défauts ou de torsions dans la fibre. Le diamètre moyen de chaque fibre a été calculé en prenant dix mesures selon de sa longueur. Une goutte de colle est ajoutée à chaque extrémité de la fibre puis serrée sur la machine d'essai. Les fibres unitaires sont positionnées sur des cadres en papier fenêtré comme en traction simple. La DMA (Bose Electroforce 3230) a été mise en œuvre

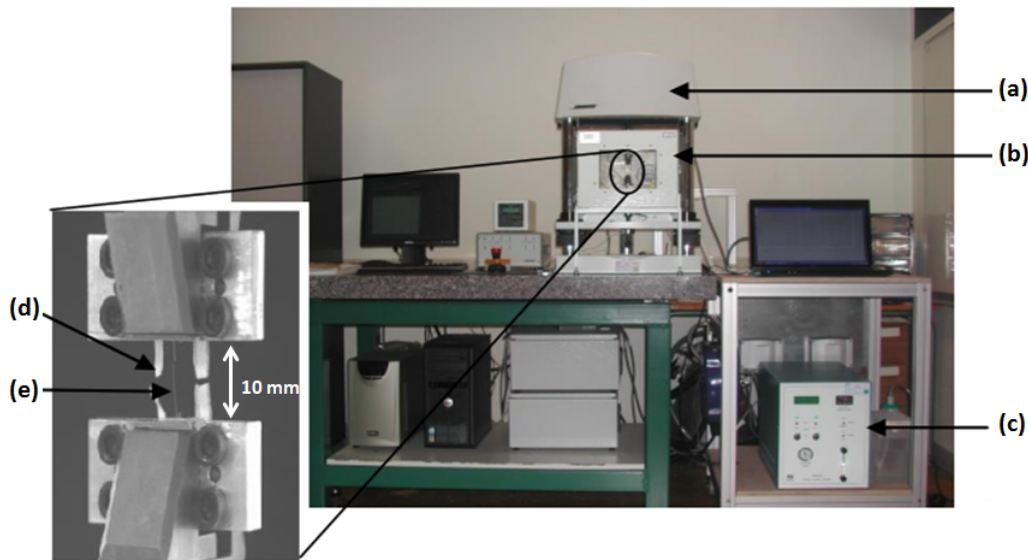


FIGURE I.20 – Dispositif de traction dynamique des fibres élémentaires. (a) Appareil DMA, (b) Chambre d'échantillon, (c) Générateur d'humidité, (d) Cadre de papier, (e) Fibre élémentaire [114, 115].

avec une chambre thermique et un générateur d'humidité pour contrôler l'environnement autour de la fibre. Lors d'un essai DMA, une force souvent sinusoïdale de faible amplitude est appliquée à la fibre et génère une déformation également sinusoïdale de même fréquence mais déphasée d'un angle δ . Cette configuration expérimentale spécifique est capable d'effectuer des tests harmonique et de fatigue quasi-statique sur les fibres élémentaires dans des conditions environnementales contrôlées. La force appliquée est mesurée avec un capteur de charge 22 N avec une résolution d'environ 10 mN, et le déplacement est mesuré au moyen d'un LVDT avec une résolution de 1 μ m.

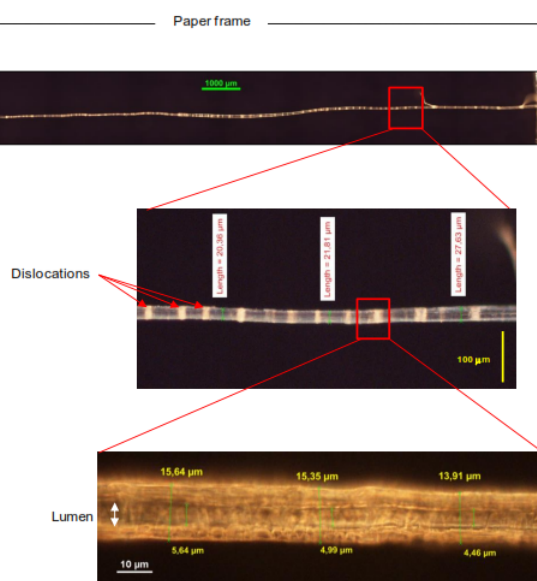


FIGURE I.21 – Images d'une fibre de chanvre observées au microscope en lumière polarisée [33].

Application aux fibres

Placet et *al.* [10, 33–35] ont utilisé la DMA pour caractériser les comportements mécaniques d'une fibre unitaire de chanvre (*Cannabis sativa L.*). Pour les essais quasi-statiques, les fibres ont été placées sous tension avec un taux de déplacement contrôlé ($0,01\text{mm s}^{-1}$) jusqu'à la rupture. Les fibres ont été soumises à une charge cyclique autour de 10 à 15%. La longueur utile est d'environ 10 mm (Fig. I.20). Un système optique a été utilisé pour faciliter la fixation des fibres, pour observer la fibre durant le test et assurer qu'aucun dérapage ne s'est produit au niveau des pinces.

Pendant le chargement et le déchargement de la traction la courbe contrainte/déformation est quasi-linéaire jusqu'à la limite apparente d'élasticité, comme représenté sur la figure I.22. Au-delà de ce point, la rigidité apparente de la fibre diminue de façon significative lorsque la fibre est chargée. Lorsque la fibre est rechargé, la courbe reste linéaire jusqu'au niveau de charge maximale appliquée précédemment, puis écarte à nouveau en conformité avec une rigidité apparente inférieure au-delà de ce point [34].

Les plages typiques d'opération sont les suivantes : la fréquence de chargement varie entre 0,01 à 200 Hz, la température varie entre -70°C à 300°C , et une humidité relative de 2% à 79% avec une température maximale de saturation de 75°C . La haute résolution de l'actionneur magnétique et des capteurs (1 mN et 0,1 µm) [114] permet de déterminer avec précision les propriétés mécaniques des fibres élémentaires. La DMA permet d'évaluer la dégradation des propriétés du matériau en fonction du temps ou de l'environnement.

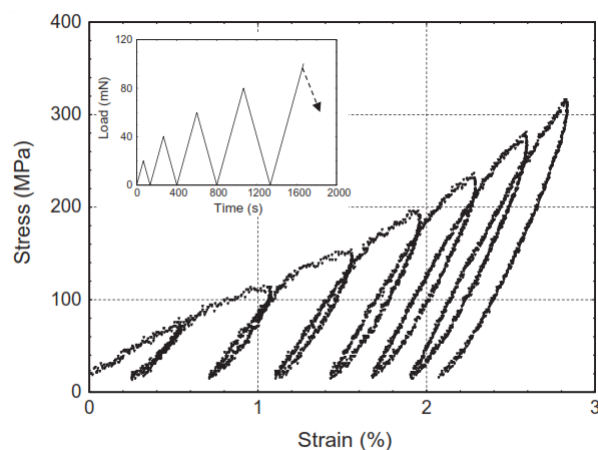


FIGURE I.22 – Courbes contrainte/déformation résultant de traction sous des chargements répétés progressifs des fibres élémentaires de chanvre, qui caractérisé par déformation résiduelle et une augmentation progressive de la rigidité en fonction du niveau de contrainte appliqué [34].

Bilan

Un comportement mécanique tout à fait surprenant a été enregistré lors d'application de sollicitations répétées en traction [10, 33, 34, 116]. Contrairement à toute attente, les sollicitations mécaniques périodiques répétées ne conduisent pas à la fatigue du matériau (et une diminution des propriétés mécaniques) mais, bien au contraire, à une augmentation de la rigidité de la fibre (jusqu'à plus de 1,6 fois la valeur initiale à 25°C). La rigidité de la fibre augmente ainsi jusqu'à atteindre une valeur stabilisée, suggérant un phénomène "d'accommodation". Ce phénomène a été déjà observé par C. Baley [12] pour des fibres de lin et pourrait être attribué à des réorganisations structurales ou macromoléculaires dans la paroi végétale.

En DMA, le choix de paramètres expérimentaux « rationnels » est, comme dans toute autre technique d'analyse thermique, d'une très grande importance. La difficulté est l'interdépendance entre le mode de déformation, la géométrie de l'échantillon et les paramètres mécaniques de mesure "cohérents" (amplitude de force, amplitude de déplacement).

Dans le cadre de l'étude des propriétés mécaniques des fibres végétales, la DMA a été adaptée pour réaliser des essais de traction quasi-statiques et des essais harmoniques sur des faisceaux de fibres ou fibres unitaires avec une régularisation de la température et de l'humidité. La DMA permet d'accéder à la connaissance de certains paramètres mécaniques, comme le module d'Young complexe $E^* = E' + E''$ (E' appelée module de stockage et E'' le module de perte) et le facteur d'amortissement $\tan \delta = \frac{E''}{E'}$.

I.4.2 Acoustique picoseconde

Dans le but d'évaluer les propriétés mécaniques d'une fibre élémentaire, la technique des ultrasons-laser (UL) [38,39,117,118], grâce à son mécanisme de génération et de détection sans contact, est apparue très vite comme particulièrement adaptée à l'évaluation non destructive d'objets micrométriques de forme cylindrique. D. Ségur *et al.* [36,37] ont pu ainsi évaluer la constante élastique transversale C_{11} (voir section 4.3 de chapitre 4) par une méthode acoustique picoseconde [119] sur une fibre élémentaire de carbone en mesurant le temps de propagation d'une impulsion acoustique picoseconde traversant la section transversale de la fibre.

Principe de la méthode

Le schéma de principe d'un banc d'acoustique picoseconde est donné sur la figure I.23. Une fibre de carbone XN05 d'un diamètre $d = 10\ \mu\text{m}$ (Fig. I.24) est insérée dans le dispositif expérimental.

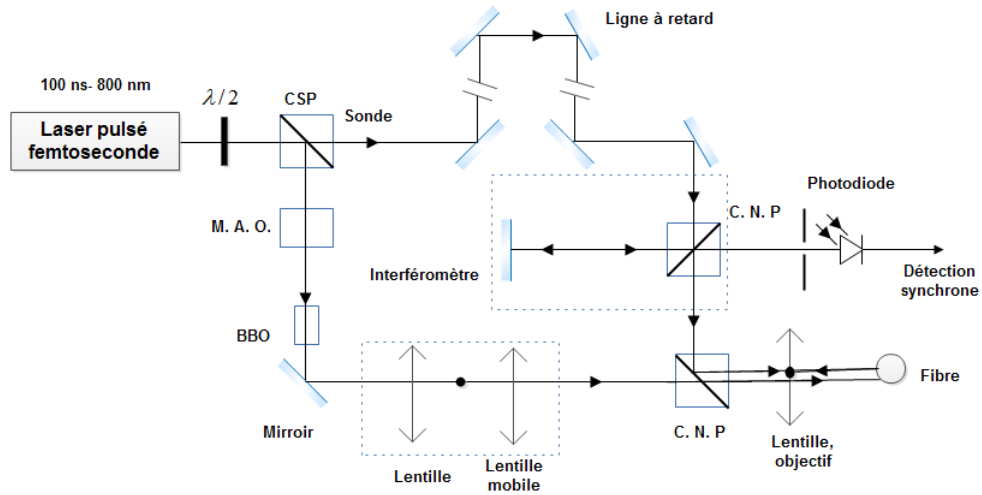


FIGURE I.23 – Schéma du dispositif d'acoustique picoseconde [6, 119].

Un laser pulsé femtoseconde de longueur d'onde 800 nm, délivrant des impulsions de 100 fs avec un taux de répétition de 82 MHz, qui permet l'accès à une plage de 12 ns est utilisé. Le faisceau issu de la cavité laser est ensuite divisé en deux faisceaux (pompe et sonde) à l'aide d'un cube séparateur de polarisation (CSP). Un premier faisceau est focalisé sur la surface de l'échantillon et permet de générer les ondes acoustiques dans le matériau, il s'agit du faisceau pompe. Le faisceau pompe est modulée en amplitude par le modulateur acousto-optique (M.A.O) constitué d'un cristal piézo-électrique alimenté par un signal basse fréquence. Le faisceau est ensuite dirigé dans un cristal doubleur (BBO) permettant de changer, par un effet optique non linéaire, sa longueur d'onde d'un facteur deux passant d'une radiation de 800 nm (rouge) à 400 nm (bleu). La pompe est enfin focalisée sur la surface de la fibre par une lentille ou un

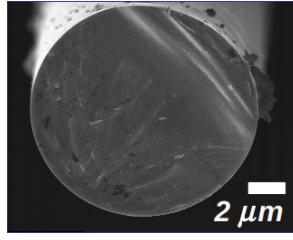


FIGURE I.24 – Image d’une section d’une fibre de carbone XN05 d’un diamètre $d = 10\ \mu\text{m}$ observée au microscope électronique à balayage (MEB) [120].

objectif. La tâche focale est déplacée sur la surface de la fibre par deux lentilles de plans focaux confondus dont l’une est mobile. L’énergie de l’impulsion de pompe est absorbée dans la fibre et contribue l’échauffement local de la fibre. Cette soudaine dilatation génère une onde acoustique d’une période de l’ordre de picoseconde. L’arrivée d’un écho, peut alors être détectée à l’aide d’un second faisceau désigné comme le faisceau sonde. Celui-ci est utilisé pour détecter le changement de la réflectivité optique de l’échantillon provoqué par les impulsions transitoires de faisceau de pompe. L’impulsion sonde sur la fibre est retardée par rapport à celle de la pompe grâce à une ligne à retard. Les faisceaux pompe et sonde sont spatialement superposés et focalisés à l’aide d’un objectif $\times 50$ ($ON = 0,8$) pour former une tache de $2\ \mu\text{m}$ sur la surface de la fibre (Fig. I.25). Le système de détection est constitué de deux cubes non-polarisants (C.N.P.), d’un diaphragme, d’une photodiode et d’une détection synchrone.

Les signaux mesurés ont mis en évidence la propagation d’une onde de polarisation longitudinale se propageant dans la section. La vitesse de l’onde acoustique est quant à elle, déterminée par le diamètre et les temps d’arrivées des échos. Il est alors possible d’estimer le coefficient d’élasticité C_{11} en supposant la section de la fibre homogène.

Le montage I.23 décrit une détection interférométrique du changement de réflectivité. Le bras de référence de l’interféromètre peut être momentanément mis hors service en obturant le miroir correspondant. Dans ce cas là, on parle d’une détection réflectométrique du changement de réflectivité. La détection par distorsion du faisceau est alors simplement réalisée en défocalisant le faisceau sonde sur l’échantillon et en réduisant l’ouverture du diaphragme devant la photodiode.

La figure I.26 présente le signal réflectométrique pour lequel les contributions électro-niques et thermiques ont été retranchées. Il reste alors uniquement le signal acoustique et deux échos acoustiques, notés 2L et 4L (correspondent à des réflexions successives de l’onde longitudinale à la surface libre de la cavité cylindrique) sont clairement observés avec plus de détails dans la figure I.26. Il s’agit de l’onde longitudinale qui parcourt deux aller-retours dans la section de la fibre et qui est détectée lors de ses deux premières arrivées successives. Le second écho longitudinal qui a été détecté dans la fibre XN05 (Fig. I.26(b)) permettant ainsi de d’obtenir une estimation de l’atténuation acoustique du matériau.

D’après cette méthode, il est alors possible de calculer la célérité de l’onde de polarisation longitudinale $C_L = 2d/\tau_{2L}$ où d est le diamètre de la fibre et τ_{2L} est le temps entre deux échos successifs. Comme les fibres de carbones présentent une isotropie trans-

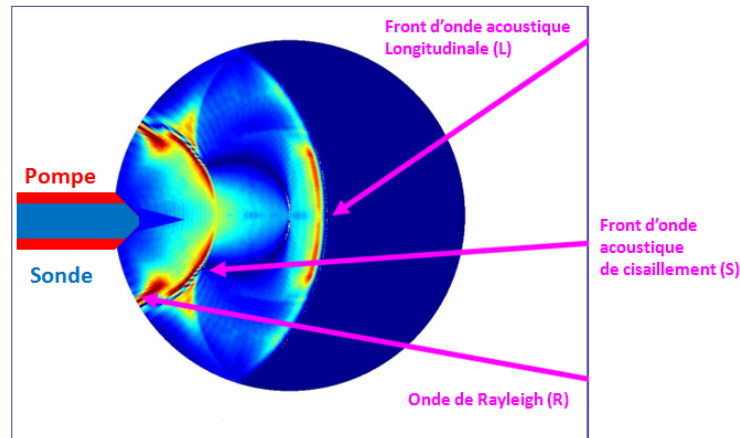


FIGURE I.25 – Génération et propagation acoustique dans la section d'une fibre de carbone XN05 ; les faisceaux pompe et sonde sont focalisés sur la surface de la fibre [36, 37].

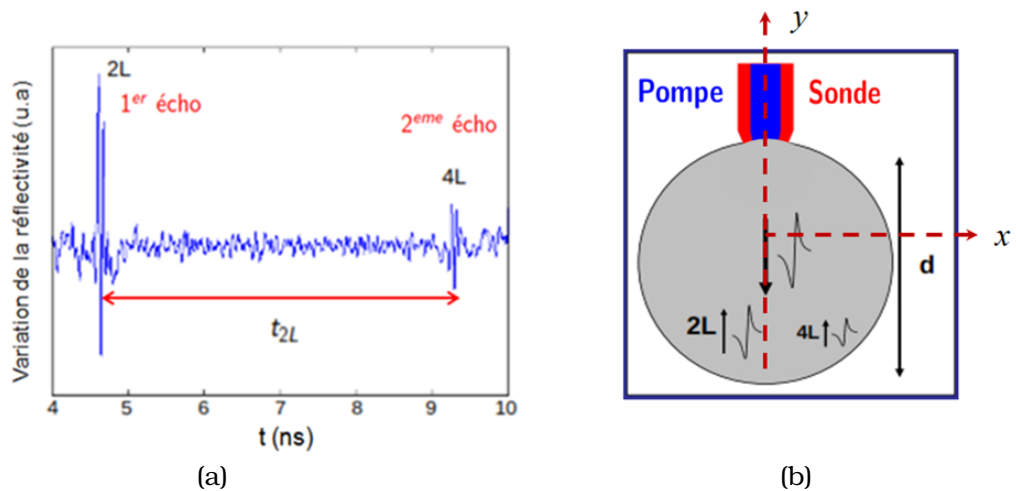


FIGURE I.26 – (a) Signal réflectométrique mesuré sur une fibre de carbone d'un diamètre de $10\mu\text{m}$, (b) Principe de l'excitation et de la détection des ondes acoustiques longitudinales. Deux échos, associés à l'onde de polarisation longitudinale, ayant parcourus deux aller-retours dans la section sont observés pour un retard entre la pompe et la sonde de $t_{2L} = 4,65\text{ ns}$ et $t_{4L} = 9,30\text{ ns}$ [37].

versale [73]. Le coefficient d'élasticité de la section circulaire de la fibre est calculé en utilisant $C_{11} = \rho C_L^2$, où ρ la masse volumique de la fibre [73].

Bilan et application aux fibres végétales

La technique acoustique picoseconde est utilisée pour déterminer par voie optique l'élasticité de fibres micrométriques. Le dispositif pompe sonde résolu en temps, permet alors de caractériser l'élasticité d'une fibre de carbone XN05 en mesurant les temps des diverses ondes qui s'y propagent. Le contenu acoustique du signal mesuré n'est pas riche en informations. En effet, la focalisation (objectif $\times 50$) des faisceaux sur la surface de la fibre n'a pas permis de générer suffisamment de diffraction acoustique pour engendrer à la fois des ondes de polarisation longitudinale et transversale. Les seuls aller-retours de l'onde de polarisation longitudinale ont pu être détectés. En conséquence, seul le coefficient d'élasticité C_{11} a pu être mesuré pour cette fibre. Il s'agit alors d'une caractérisation de l'élasticité isotrope de la section transverse à l'axe de la fibre.

Une étude de la propagation d'ondes acoustiques par voies optiques d'une fibre nécessitant un bon état de surface et une section parfaitement circulaire et homogène (voir Fig. 1.24). Pour cette raison, cette méthode est difficilement applicable dans le cas des fibres végétales.

I.5 Spectroscopie de résonance ultrasonore (RUS) et Laser-RUS (L-RUS) ?

La méthode de spectroscopie de résonance ultrasonore (RUS) est une technique non destructive initialement développée pour évaluer les constantes élastiques des solides à l'aide de fréquences de résonance correspondant aux modes propres de vibration observées dans des échantillons de géométrie régulière. Cette méthode peut également être utilisée pour l'évaluation non destructive de différents objets sur la base de leurs spectres de résonance [121–123].

Principe de la méthode

La méthode PZT-RUS, c'est à dire la technique RUS en utilisant des transducteurs piézoélectriques par contact à la fois pour l'excitation et la mesure de vibrations, est une technique largement utilisée [121, 122, 124–126]. Dans cette approche, un échantillon est placé avec une force de contact minimale entre les traducteurs de transmission et de réception. La taille optimale pour la PZT-RUS est d'environ 1 cm, mais la technique peut être utilisée pour de petits échantillons dont les dimensions sont de l'ordre de 0,5 mm avec des transducteurs spécialement conçues [127]. Pour ce type de petits échantillons, la technique RUS peut mesurer des fréquences de résonances jusqu'à 50 MHz [128]. Cependant, même dans le cas d'échantillons de taille de plusieurs millimètres, les forces de contact entre les transducteurs ultrasonores et l'échantillon peut conduire à des décalages de fréquence parasites pour les fréquences de résonance de plus de l'élargissement de résonances [38, 39, 129]. Le problème de contact devient de plus en plus crucial lors de la diminution de la

taille de l'échantillon. La suppression des forces de contact en utilisant des lasers à la fois pour l'excitation et la détection des vibrations, permet d'obtenir des résultats avec plus de précision [38, 39]. L'excitation de vibrations peut être réalisée en utilisant une modulation laser périodique, dont la fréquence est balayée au-dessus de la plage requise [130]. Des impulsions laser courtes peuvent également être utilisées pour exciter les vibrations de l'échantillon. L'avantage de la méthode à impulsion laser repose sur la possibilité d'exciter simultanément plusieurs modes propres sur une très large gamme de fréquences, ce qui est particulièrement approprié pour l'étude de très petits échantillon. Les vibrations de l'échantillon sont mesurées dans le domaine temporel, de sorte que les fréquences propres sont obtenues à partir du calcul de la transformée de Fourier du signal mesuré. L'utilisation d'impulsions laser pour l'excitation des vibrations (L-RUS) s'est révélée être avantageuse pour déterminer les constantes élastiques de petits échantillons [38, 39, 117, 118] ou pour détecter des défauts dans une petite structure composite [131–134]. La technique L-RUS excite les vibrations en régime thermo-élastique c'est-à-dire sans altération de la surface de l'échantillon. Pour mesurer les déplacements hors-plan de la surface de l'échantillon un interféromètre laser est utilisé [38, 39, 135].

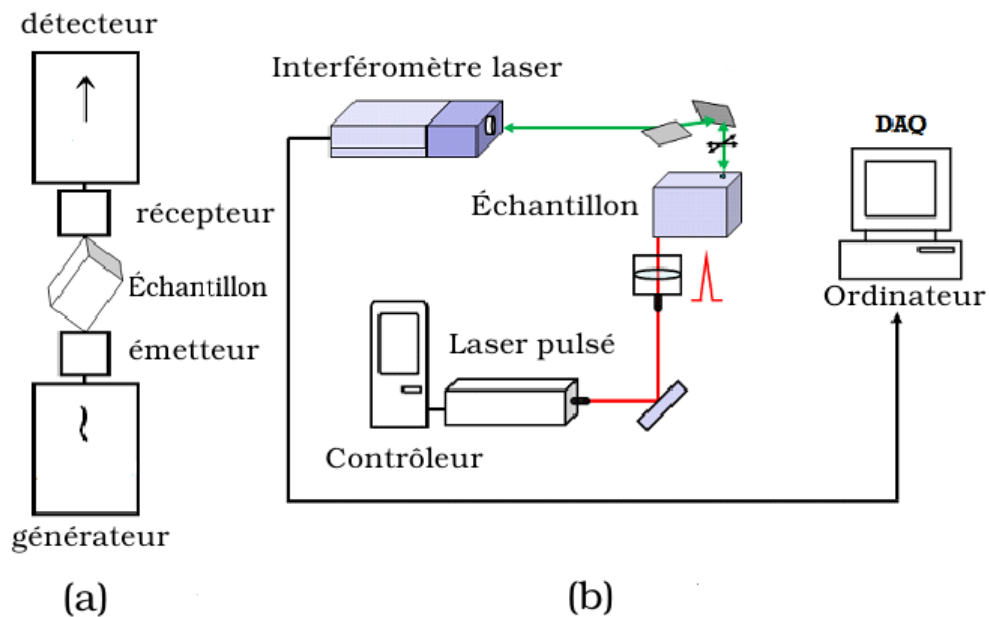


FIGURE I.27 – Les dispositifs expérimentaux utilisés pour acquérir des signaux de résonance ultrasonores : (a) PZT-RUS, (b) Spectroscopie de résonance ultrasonore laser (L-RUS) [38].

La figure I.27 présente les montages expérimentaux de spectroscopie de résonance ultrasonore avec contact en utilisant des transducteurs piézoélectriques (PZT-RUS)(I.27(a)) et la méthode spectroscopie de résonance ultrasonore laser (L-RUS) sans-contact (I.27(b)). Le PZT-RUS est un système commercial qui est constitué d'un trans-

ducteur émetteur, un transducteur de réception et un ordinateur de commande. En entrant la densité et les dimensions de l'échantillon, le système détermine les constantes élastiques à partir des signaux de résonance acquises [122]. La qualité du signal de résonance est l'une des clés pour acquérir avec précision les informations sur les propriétés élastiques.

Le laser RUS, comme représenté sur la Fig. 1.27(b), est configuré sur une table optique en utilisant un laser de génération d'impulsions (Ultra CFR, $\lambda = 532 \mu\text{m}$), un interféromètre à deux ondes (cristal photoréfractif : GaAs) avec un laser CW de mesure ($\lambda = 1064 \mu\text{m}$), un scanner 2D (axe X/Y) et un ordinateur de commande [136].

Bilan

Les études expérimentales des propriétés élastiques par la méthode spectroscopie de résonance ultrasonore (RUS) ont été appliquées généralement sur des objets dont la dimension est supérieure au millimètre, ce qui donne des fréquences généralement inférieures à 4 MHz. Parmi les objets qui ont été étudiés par cette méthode, on peut citer : cylindre pleins [137–139], tubes [140, 141], barres de section arbitraire [142, 143], des sphères [144], des billes [145], de la dentine humaine [146], des parallélépipèdes [121, 124], ou des cubes [147].

I.6 Conclusion & perspectives

Dans ce chapitre, nous avons présenté les méthodes les plus courantes, applicables aux fibres utilisées pour évaluer les propriétés élastiques des matériaux. Notre objectif initial est de mesurer les coefficients d'élasticité et d'amortissement des fibres végétales. Ces méthodes sont statiques ou dynamiques, avec ou sans contact. Les approches utilisées trouvent leur origine chez les mécaniciens (traction, nano-indentation, analyse mécanique dynamique) ou chez les physiciens (acoustique, spectroscopie de résonance ultrasonore). L'essai de traction éventuellement en analyse mécanique dynamique, permet d'accéder aux propriétés longitudinales du matériau étudié. La méthode de nano-indentation permet de renseigner les propriétés longitudinales et les propriétés transversales, en particulier le module d'Young transverse. Toutefois, l'évaluation de l'ensemble des coefficients élastiques par des méthodes mécaniques est difficilement accessible. Les mesures par nano-indentation donnent par ailleurs des résultats peu significatifs à l'échelle « macroscopique » d'une fibre végétale, compte tenu de sa structure très hétérogène.

De façon complémentaire, et sans doute mieux adaptée aux cas des fibres micrométriques, des techniques acoustique sans-contact donnant une excellente précision, ont été proposées. Une technique acoustique picoseconde est utilisée pour déterminer par voie optique, l'élasticité de fibres micrométriques. Le dispositif pompe sonde résolu en temps permet alors de caractériser l'élasticité d'une fibre élémentaire en mesurant le temps de propagation d'une impulsion acoustique picoseconde traversant la section transversale de la fibre. Une autre méthode a été utilisée pour évaluer les constantes élastiques, la méthode de spectroscopie de résonance ultrasonore en utilisant des transducteurs piézoélectriques (PZT-RUS). Cette méthode est appliquée généralement sur des objets dont la dimension est supérieure au millimètre.

Une perspective intéressante consiste à étudier des cylindres aux échelles micrométriques et sub-micrométriques, à l'aide d'un dispositif de spectroscopie de résonance ultrasonore laser (L-RUS), qui associe des mesures vibratoires sans contact par laser à une simulation des modes des vibrations. Nous parlerons alors de fibres micrométriques. Il est possible de générer et de détecter des ondes acoustiques de longueur d'onde inférieure au micron. Cependant à ces échelles de structure cylindrique, l'irradiation de la surface de la fibre avec une impulsion laser excite de nombreux modes acoustiques qui peuvent se propager à l'intérieur et à la surface de la fibre. La distribution des modes qui peuvent être excités par une impulsion laser dépend de la géométrie de la zone d'excitation laser sur la surface irradiée. Une étude théorique de la propagation des ondes guidées dans une structure cylindrique est alors nécessaire et constitue l'objet du prochain chapitre.

Chapitre

II

Aspects théoriques

Sommaire

II.1 Introduction	46
II.2 Ondes acoustiques guidées	47
II.2.1 Ondes acoustiques guidées par une plaque	47
II.2.2 Ondes acoustiques guidées dans un cylindre de section arbitraire	48
II.3 Calcul des courbes de dispersion des modes guidés	49
II.3.1 Méthodes de calcul analytique	50
II.3.2 Méthode des éléments finis semi-analytique (SAFE)	50
II.3.3 Méthodes des éléments finis (EF)	51
II.3.4 Application aux fibres	53
II.4 Modes guidés par un cylindre à symétrie de révolution	54
II.4.1 Contexte et géométrie du problème	54
II.4.2 Classification des modes guidés	56
II.4.3 Équation séculaire pour le calcul de la fréquence d'un mode guidé	59
II.4.4 Courbes de dispersion d'un cylindre d'aluminium	61
II.5 Levée de dégénérescence modale pour une section elliptique	63
II.5.1 Contexte et motivations	63
II.5.2 Étude numérique	65
II.5.3 Déformées modales	66
II.5.4 Évaluation d'un faible défaut de circularité	68
II.6 Conclusion & perspectives	68

II.1 Introduction

Nous avons présenté, au travers du chapitre précédent, les différentes méthodes utilisées pour la caractérisation des propriétés mécaniques des fibres unitaires. Ce second chapitre a vocation à donner les notions de base sur la propagation des ondes acoustiques dans une structure cylindrique de façon à rendre plus explicite

l'analyse des résultats expérimentaux. Nous présenterons dans un premier temps les notions importantes pour guider des ondes acoustiques à travers une structure présentant une invariance géométrique suivant une direction de propagation privilégiée. Dans la seconde partie de ce chapitre, nous nous intéresserons dans un premier temps à l'étude de propagation des ondes acoustiques guidées dans une structure cylindrique pleine à symétrie de révolution, puis dans un second temps, nous présenterons les courbes de dispersion dans le cas d'une fibre d'aluminium isotrope. Finalement, nous étudierons numériquement la levée de dégénérescence, à mesure que la section circulaire d'un cylindre est déformée vers une section faiblement elliptique.

II.2 Ondes acoustiques guidées

Il existe une grande variété de structures susceptibles de guider des ondes acoustiques : ondes de Lamb dans une plaque homogène [148–150], plaque composite [151], films ou empilement de films déposés sur un substrat [152, 153], cylindres pleins [138, 139], tubes [140, 141], barres de section arbitraire [142, 143] ou interface entre deux milieux [154].

II.2.1 Ondes acoustiques guidées par une plaque

Considérons une plaque homogène isotrope d'épaisseur constante $2h$, de dimensions latérales infinies et placée dans le vide (Fig. II.1). Le système de coordonnées est tel que le plan (x, z) correspond au feuillet moyen de la plaque dont la normale est suivant y . La propagation se fait suivant l'axe z .

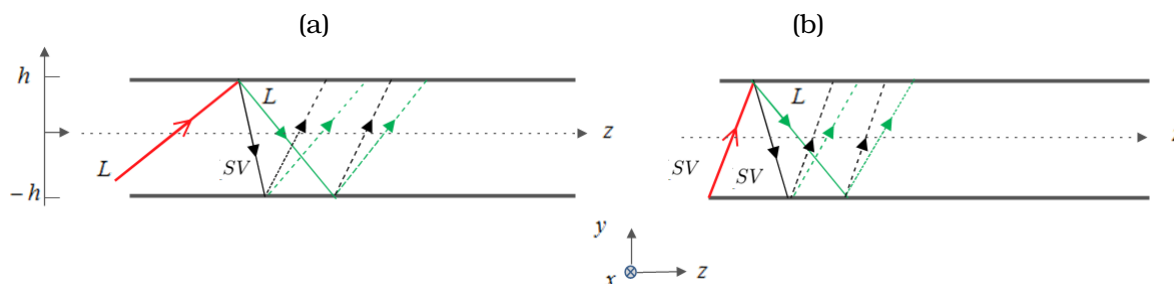


FIGURE II.1 – Représentation schématisée des trajets des rayons acoustiques aux interfaces d'une plaque homogène isotrope d'épaisseur $2h$ de longueur infinie dans la direction x dans le cas, (a) d'une onde longitudinale L incidente, (b) d'une onde transversale verticale (TV ou SV) incidente.

En acoustique, lorsque le milieu de propagation considéré est borné dans au moins une direction et invariant dans une direction perpendiculaire à la première, les différentes ondes de volume vont subir des réflexions totales successives entre les frontières du guide et leurs interférences vont engendrer des ondes guidées : ondes de

Lamb, polarisées dans le plan sagittal (y, z). La direction de propagation de ces ondes s'appelle l'axe de propagation et correspond à une direction d'invariance du milieu. En revanche, les ondes longitudinales (L) et transversales verticales (TV ou SV) vont subir à chaque réflexion une conversion partielle selon le processus suivant :

- Onde (L) incidente \rightarrow Onde (L) réfléchie + Onde (TV) convertie (Fig. II.1(a)).
- Onde (TV) incidente \rightarrow Onde (TV) réfléchie + Onde (L) convertie (Fig. II.1(b)).

Ces phénomènes de conversion vont donner lieu à de nouveaux types d'ondes qui vont dépendre de la nature de l'interface et des milieux de propagation. Ces dernières appartiennent à la vaste famille des ondes acoustiques de surface (OAS, également désignées par leur acronyme anglais SAWs). Alors que les ondes de volume s'étendent dans tout le milieu où elles se propagent, les ondes acoustiques de surface sont guidées par l'interface et y restent confinées sur une épaisseur d'environ une longueur d'onde. Néanmoins, ce phénomène de conversion de mode ne concerne pas les ondes transversales horizontales (TH ou SH) dont la polarisation n'est pas modifiée lors d'une réflexion sur l'interface [155].

Les modes de Lamb purs se propagent dans une plaque isotrope environnée de vide. Lorsque cette plaque est plongée dans un fluide, ces ondes sont appelées "ondes de Lamb généralisées". Le terme anglais est "leaky Lamb waves" pour bien signifier que l'énergie fuit dans le fluide. Les ondes de Lamb n'existent que pour certains couples (vitesse, fréquence) qui sont déterminés par les relations de dispersion de ces ondes. Ces modes de Lamb sont classés en deux familles relatives aux symétries du champ de déplacement dans l'épaisseur de la plaque. On distingue donc les modes symétriques (Fig. II.2(a)), notés S_n , et antisymétriques (Fig. II.2(b)), notés A_n où n est un entier ($n \geq 0$), dont les déplacements (les déformations plutôt) sont respectivement symétriques et antisymétriques dans l'épaisseur du guide.

Dans le cas où l'épaisseur h est plus grande que la longueur d'onde λ ($h \gg \lambda$), deux ondes de Rayleigh peuvent propager indépendamment sur les deux surfaces libres du solide.

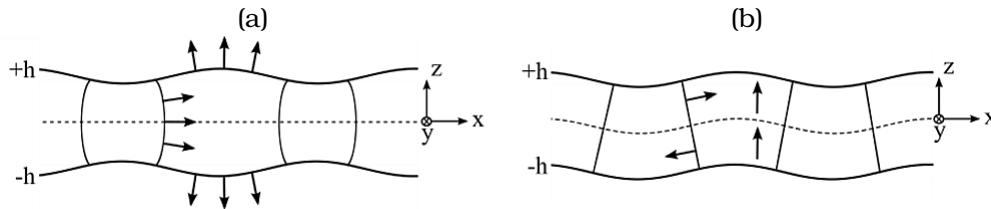


FIGURE II.2 – Modes de Lamb (a) symétriques et (b) antisymétriques [156].

II.2.2 Ondes acoustiques guidées dans un cylindre de section arbitraire

La figure II.3 montre un cylindre de section arbitraire. Le plan xy est le plan de la section du cylindre d'axe z . En régime harmonique de pulsation ω , le champ de déplacement d'un mode guidé qui se propage le long de l'axe du cylindre, peut s'écrire

sous la forme suivante [143, 157, 158] :

$$\mathbf{u}(x, y, z, t) = \begin{bmatrix} u_x(x, y, z, t) \\ u_y(x, y, z, t) \\ u_z(x, y, z, t) \end{bmatrix} = \mathbf{U}(x, y) e^{i(\omega t - kz)} + c.c \quad (\text{II.1})$$

Où k est le vecteur d'onde du mode guidé. La notation *c.c* désigne le complexe conjugué. Dans l'équation II.1, le terme $\mathbf{U}(x, y)$ indique la déformée d'une section du cylindre. La propagation du mode guidé dans la direction z est donnée par le facteur en exponentiel, $e^{i(\omega t - kz)}$. Pour chaque mode guidé, il existe une relation entre ω et k , qu'on appelle relation de dispersion.

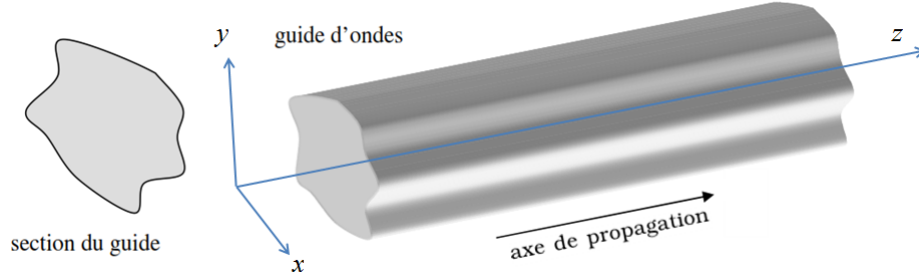


FIGURE II.3 – Guide d'ondes cylindrique de section arbitraire [159].

La vitesse de phase V_ϕ de l'onde guidée est définie de la manière suivante :

$$V_\phi = \frac{\omega}{k} = \frac{2\pi f}{k} \quad (\text{II.2})$$

La vitesse de groupe V_g correspond à la vitesse à laquelle se propage un paquet d'ondes de pulsation centrale ω_0 et de vecteur d'onde k_0 , son expression est la suivante :

$$V_g = \left(\frac{\partial \omega}{\partial k} \right)_{k=k_0} \quad (\text{II.3})$$

II.3 Calcul des courbes de dispersion des modes guidés

Le calcul des courbes de dispersion est indispensable à l'interprétation des résultats expérimentaux sur les ondes guidées. En effet lorsqu'une source émet un signal (train d'onde composé de plusieurs fréquences), celui-ci va engendrer une superposition de modes (plusieurs modes peuvent exister aux mêmes fréquences) dont les paquets d'ondes vont se déformer au cours de la propagation, car les composantes fréquentielles peuvent avoir des variations d'amplitude et des vitesses de propagation différentes les unes des autres.

Il existe une littérature étendue qui offre de nombreuses méthodes théoriques ou numériques pour prédire la propagation guidée dans des structures cylindriques. Nous allons brièvement présenter différentes méthodes utilisées, qu'elles soient analytiques, semi-analytiques ou numériques.

II.3.1 Méthodes de calcul analytique

Le logiciel Disperse

Dans l'objectif d'étudier les ondes acoustiques guidées dans une large gamme de structures planes ou cylindriques, une méthode de superposition des ondes planes volumique SPBW (Superposition of bulk waves *en anglais*) a été énoncée par Mike Lowe en 1990 [160]. Cette méthode, est à la base d'un logiciel commercial DISPERSE développé par l'Imperial College en 1997 [161–163]. Ce logiciel, a été développé comme un outil général de modélisation pour calculer les courbes de dispersion dans des milieux anisotropes, homogènes ou des structures multi-couches. Il capable d'étudier le cas d'une structure à vide, immergée dans un fluide, ou incorporé dans un solide. Dans la littérature, la méthode SPBW a été utilisée dans le cas d'une structure multi-couches plane ou cylindrique [160, 164]. En revanche, la méthode de SPBW est instable lorsque les plis ont des épaisseurs trop importantes. L'autre inconvénient de cette méthode est qu'elle n'est pas capable de traiter des structures cylindriques de section arbitraire.

Le programme PCDISP

Pour simuler numériquement la génération et la propagation des ondes ultrasonores dans un guide d'ondes cylindrique, un logiciel de calcul nommé PCDISP (Pochhammer-Chree dispersion), a été développé dans l'environnement MATLAB par des auteurs qui le mettent librement à disposition des utilisateurs. Ce logiciel est basé sur la théorie de Pochhammer-Chree [165, 166]. Cette théorie traite la propagation des ondes dans les structures de symétrie cylindrique de section circulaire entouré de vide (cylindres solide, tiges et tubes). Le logiciel PCDISP comprend différents modèles pour :

- Tracer les courbes de dispersion (nombre d'onde en fonction de la fréquence) pour tous les modes propagatifs et évanescents dans le guide d'ondes cylindrique.
- Chercher et tracer la distribution des déplacements et des contraintes d'un mode dans le guide d'ondes.
- Utiliser l'analyse modale pour calculer l'amplitude des modes créés dans le guide d'ondes par des excitations externes.
- Simuler la propagation dispersive de formes d'ondes le long du guide d'onde.

Toutefois, cette méthode de calcul reste limitée à des cylindriques de section circulaire.

II.3.2 Méthode des éléments finis semi-analytique (SAFE)

Les méthodes analytiques ne permettent de traiter que des situations canoniques simples comme les structures planes ou cylindriques. Pour pallier ces inconvénients, la méthode des éléments finis semi-analytique (SAFE) (Semi Analytical Finite Element *en anglais*) a été développée dans les années 70 [167, 168] pour traiter des problèmes où la section du cylindre est arbitraire [143, 157, 169–172]. Cette méthode a aussi été utilisée dans le cas où le matériau est inhomogène et anisotrope [173, 174], dans le cas d'un matériau visco-élastique [175–177] et dans le cas des matériaux piézoélectriques [178, 179].

Plusieurs auteurs se sont intéressés à l'emploi de cette méthode pour l'étude des ondes

guidées. On peut citer les travaux de Dong et Nelson [167, 168] dans lesquels ils présentent un calcul des modes de Lamb se propageant dans une plaque stratifiée infinie orthotrope. Shah et Datta utilisent la même technique [180] pour les calculs des modes de Lamb dans une plaque infinie périodiquement stratifiée. Le cas des guides cylindriques à section circulaire, pleins ou creux, est traité par Hayashi et Rose [143, 171]. Concernant l'obtention des modes pour des guides de section rectangulaire, on peut citer les travaux de Mukdati et Datta [181, 182] et ceux de Taweel [183]. Des géométries moins canoniques (industriellement plus intéressantes), telles que le profil d'un rail, ont fait l'objet des travaux de Hayashi [143] ou encore Gavric [158].

Dans une volonté de mise en œuvre de la simulation d'un contrôle global, Jezzine [159] a utilisé la méthode SAFE pour la détermination des solutions modales de la propagation dans un guide d'ondes de géométrie quelconque.

La méthode SAFE consiste à mailler par éléments finis la section du guide d'ondes, pour calculer les trois composantes du champ de déplacement d'un mode guidé dans la section. Plus particulièrement, seul le maillage 2D de la section transversale est nécessaire dans cette approche avec des économies considérables de calcul en comparaison avec la méthode des éléments finis 3D. Dans cette méthode, on calcule les trois composantes u_x , u_y et u_z de la déformée modale de la section. Les données, calculées par la méthode SAFE, permettent de tracer les courbes de dispersion et de déplacement des différents modes guidés.

II.3.3 Méthodes des éléments finis (EF)

Afin de permettre l'évaluation des courbes de dispersion des modes guidés d'une structure cylindrique infinie de section arbitraire (Fig. II.3), une modélisation numérique 3D a été réalisée via logiciel commercial COMSOL MULTIPHYSICS. Comme, il est impossible de simuler la propagation d'une onde acoustique guidée par un cylindre infini, on simule une onde stationnaire qui résulte de la superposition de deux ondes progressives contra-propagatives de la même fréquence. On considère deux ondes contra-propagatives symétriques par rapport à un plan de symétrie Π du cylindre (plan miroir), c'est à dire qu'une onde est l'image de l'autre dans un miroir (Fig. II.4). Les champs de déplacements en \vec{u}_1 et \vec{u}_2 de ces deux ondes au point M du miroir sont symétriques par rapport à Π . Donc l'interférence de ces deux ondes donne un déplacement résultant $\vec{u}(M) = \vec{u}_1(M) + \vec{u}_2(M)$ contenu dans le plan de symétrie. Dans une telle onde stationnaire, les plans de symétrie sont répartis périodiquement. Par conséquent, en imposant que la composante U_z de déplacement soit nulle ($U_z = 0$) sur les deux bases du cylindre de longueur L , nous modélisons un motif élémentaire d'une onde stationnaire dont la longueur d'onde λ est telle que $\lambda = \frac{L}{p}$, avec p un entier positif (Fig. II.5(b)).

Dans la suite, afin de calculer la courbe de dispersion de chaque mode guidé, nous suivons les étapes suivantes :

- Pour $k = 0$, il faut identifier et déterminer la fréquence f_0 de chaque mode guidé en utilisant une modélisation numérique 2D pour une longueur d'onde infinie ($\lambda = \infty$). En particulier, dans le cas du mode de cisaillement axial où la composante axiale U_z est non nulle, on ne peut pas obtenir la fréquence f_0 par le modèle 2D. Pour cela, il faut utiliser un modèle 3D, en imposant que les composantes U_r

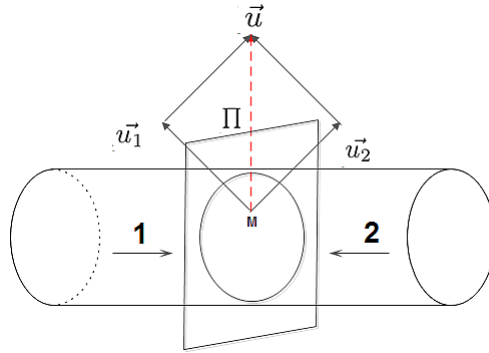


FIGURE II.4 – Géométrie de deux ondes contra-propagatives symétriques par rapport à un plan de symétrie Π du cylindre.

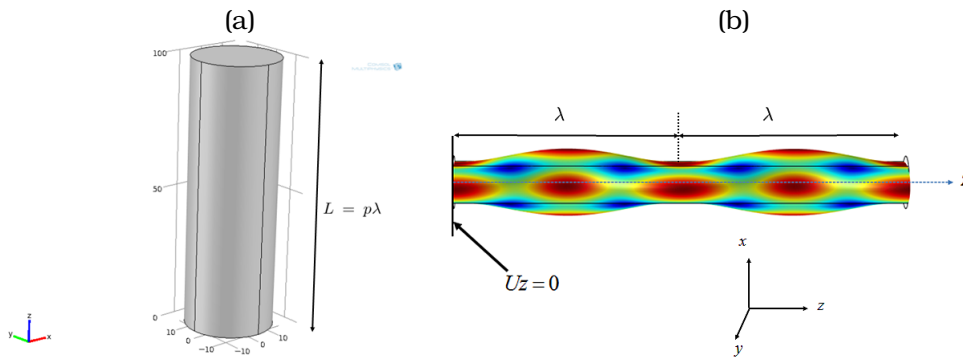


FIGURE II.5 – Modèle élémentaire par éléments finis d'un cylindre plein de diamètre D , (a) géométrie du cylindre, (b) modélisation 3D d'un tronçon cylindrique dont la longueur est un multiple de longueur d'onde avec $L = 2\lambda = 100 \mu\text{m}$, obtenus en utilisant des conditions aux limites en déplacements.

et U_θ des déplacements soient nulles pour $k = 0$.

- Pour $k \neq 0$, il faut faire varier la longueur L en identifiant chaque fois la déformée modale de chaque mode guidé considéré.
- Déterminer le nombre de longueur d'onde λ pour chaque longueur $L = p\lambda$, avec $p = 0, 1, 2, \dots$
- Noter la fréquence propre qui correspond à chaque mode guidé identifié.

Après ces étapes, il est possible de déterminer la courbe de dispersion de chaque mode guidé donnant la fréquence f en fonction du produit nombre d'onde - diamètre $((1/\lambda) \times D)$.

En conclusion, la méthode des éléments finis (EF) 3D a l'avantage de déterminer les fréquences propres et les déformées modales de tous les types de modes guidés se propageant dans la structure cylindrique, pour $k = 0$ et $k \neq 0$. Mais malheureusement cette méthode est fastidieuse car on est obligé d'identifier à chaque fois le mode guidé pour chaque modèle 3D considéré. De plus, il faut faire varier à chaque fois la longueur L du cylindre, ce qui rend le temps de calcul des courbes de dispersion de ces modes très long.

Une alternative à la méthode des éléments finis (EF) apparaît dans la méthode WFE (Wave Finite Element). Mencik et al. [184, 185] ont, notamment, développé cette méthode. Il s'agit d'une approche propagative modélisant la propagation dans des structures complexes. L'hypothèse principale repose sur une vision périodique de la structure. En effet, une section du guide est choisie et modélisée par éléments finis, puis le mouvement est recomposé dans la structure par l'étude de la continuité des déplacements et de l'équilibre des forces. Nous n'avons pas utilisé cette méthode dans le cadre du présent travail.

II.3.4 Application aux fibres

Dans nos travaux de thèse, nous allons étudier les cas des fibres qui sont caractérisées par une structure cylindrique approximativement circulaire et homogène comme la fibre d'aluminium, la fibre de kevlar, la fibre de verre et la fibre de carbone. Pour cette raison, nous avons utilisé le modèle analytique proposé par I. Mirsky [186] valable strictement pour des guides à section circulaire, ce qui est une approximation suffisante pour étudier les modes guidés se propageant le long de ces fibres. Lorsqu'il s'agira d'étudier des fibres naturelles à section non circulaire comme la fibre élémentaire de lin, il sera nécessaire d'utiliser la méthode SAFE pour étudier la propagation des ondes acoustiques guidées dans ce type de fibre. La méthode des éléments finis est utilisée pour obtenir une représentation 3D des modes et faciliter leur compréhension et pour confirmer certains résultats analytiques.

II.4 Modes guidés par un cylindre à symétrie de révolution

II.4.1 Contexte et géométrie du problème

Dans ce paragraphe, nous considérons le cas d'un cylindre infini homogène et isotrope transverse, de rayon a , dont les propriétés mécaniques peuvent être éventuellement inhomogène dans la direction radiale. Nous adoptons le système des coordonnées cylindriques (r, θ, z) pour exprimer les déplacements (Fig. II.6). La surface du cylindre est considérée libre.

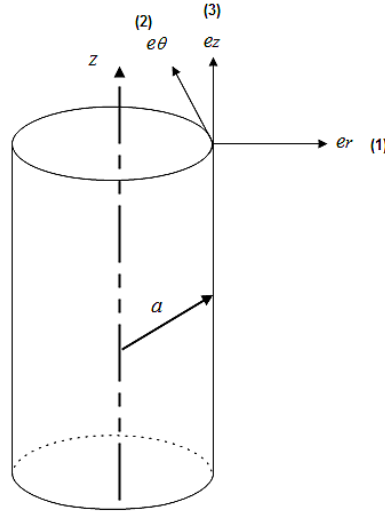


FIGURE II.6 – Géométrie associée au cas d'un cylindre plein d'un matériau isotrope transverse.

Dans la théorie de l'élasticité linéaire, le comportement élastique d'un matériau anisotrope est déterminé par un tenseur d'élasticité C_{ij} (avec $i, j = 1$ à 6). Les propriétés élastiques d'un cylindre isotrope transverse sont caractérisés par 5 constantes élastiques indépendantes $C_{ij} = (C)_{ij}$ de matrice de rigidité C dont l'axe du cylindre représente l'axe d'isotropie. La relation contrainte-déformation est $T_i = C_{ij} \cdot S_j$ selon la notation de Voigt. Cette relation est explicitement exprimée en coordonnées cylindriques (r, θ, z) sous la forme suivante :

$$\begin{pmatrix} T_{rr} \\ T_{\theta\theta} \\ T_{zz} \\ T_{\theta z} \\ T_{zr} \\ T_{r\theta} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & 0 & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{11} & C_{13} & 0 & 0 & 0 \\ C_{13} & C_{13} & C_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & C_{66} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} S_{rr} \\ S_{\theta\theta} \\ S_{zz} \\ 2S_{\theta z} \\ 2S_{zr} \\ 2S_{r\theta} \end{pmatrix}. \quad (\text{II.4})$$

Les 6 éléments de la matrice sont en fait réduits à 5 constantes élastiques indépendantes, grâce à la relation $C_{66} = (C_{11} - C_{12})/2$.

Les propriétés élastiques d'un matériau peuvent être également décrites par la matrice de souplesse $\mathbf{S} = \mathbf{C}^{-1}$, qui est généralement exprimée en fonction de 5 constantes élastiques indépendantes : E_1 , E_3 , ν_{31} , ν_{12} , et $C_{55} = C_{44}$ ^{*}.

Pour un matériau présentant une isotropie transverse, la matrice de souplesse, est exprimée sous la forme suivante d'après [187] :

$$\begin{pmatrix} S_{rr} \\ S_{\theta\theta} \\ S_{zz} \\ 2S_{\theta z} \\ 2S_{zr} \\ 2S_{r\theta} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{E_1} & -\frac{\nu_{12}}{E_1} & -\frac{\nu_{13}}{E_1} & 0 & 0 & 0 \\ -\frac{\nu_{12}}{E_1} & \frac{1}{E_1} & -\frac{\nu_{13}}{E_1} & 0 & 0 & 0 \\ -\frac{\nu_{31}}{E_3} & -\frac{\nu_{31}}{E_3} & \frac{1}{E_3} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{1}{C_{44}} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{C_{44}} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{C_{66}} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} T_{rr} \\ T_{\theta\theta} \\ T_{zz} \\ T_{\theta z} \\ T_{zr} \\ T_{r\theta} \end{pmatrix}. \quad (\text{II.5})$$

La matrice de souplesse comme la matrice de rigidité étant symétrique on a les relations supplémentaires :

$$E_1 = E_2; \frac{\nu_{31}}{E_3} = \frac{\nu_{13}}{E_1}; C_{44} = C_{55} = G_{23}; C_{66}^\dagger = \frac{E_1}{2(1 + \nu_{12})}; \nu_{12} = \nu_{21} \quad (\text{II.6})$$

Dans le cas d'un matériau isotrope transverse, les deux modules d'Young [187] sont E_1 pour une contrainte perpendiculaire à l'axe du cylindre et E_3 pour une contrainte parallèle à l'axe du cylindre. Ils sont reliés aux constantes élastiques par :

$$E_1 = C_{11} + \frac{C_{13}^2(C_{11} - 2C_{12}) + C_{12}^2 C_{33}}{C_{13}^2 - C_{11} C_{33}}, E_3 = C_{33} - \frac{2C_{13}^2}{C_{11} + C_{12}} \quad (\text{II.7})$$

Il existe aussi trois coefficients de Poisson [188, 189] qui sont :

$$\nu_{12} = \frac{C_{13}^2 - C_{12} C_{33}}{C_{13}^2 - C_{11} C_{33}}, \nu_{31} = \frac{C_{13}(C_{11} - C_{12})}{C_{11} C_{33} - C_{13}^2}, \nu_{13} = \frac{C_{13}}{C_{11} + C_{12}} \quad (\text{II.8})$$

Toutefois, seuls deux coefficients de Poisson sont indépendants par exemple ν_{12} et ν_{13} .

Dans le cas d'un matériau isotrope, il existe trois relations supplémentaires : $C_{13} = C_{12}$, $C_{33} = C_{11}$ et $C_{44} = C_{66}$. Alors l'équation II.4 devient :

$$\begin{pmatrix} T_{rr} \\ T_{\theta\theta} \\ T_{zz} \\ T_{\theta z} \\ T_{zr} \\ T_{r\theta} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{12} & 0 & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{11} & C_{12} & 0 & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{12} & C_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & (C_{11} - C_{12})/2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & (C_{11} - C_{12})/2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & (C_{11} - C_{12})/2 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} S_{rr} \\ S_{\theta\theta} \\ S_{zz} \\ 2S_{\theta z} \\ 2S_{zr} \\ 2S_{r\theta} \end{pmatrix}. \quad (\text{II.9})$$

*. $C_{44} = C_{55}$ est le module de cisaillement longitudinal G_{LT}

†. $C_{66} = G_{TT'}$ est le module de cisaillement transverse

avec $E = C_{11} - 2\frac{C_{12}^2}{C_{11}+C_{12}}$ et $\nu = \frac{C_{12}}{C_{11}+C_{12}}$

Un cylindre de section circulaire est associé au groupe de symétrie orthogonal $\mathcal{O}(2)$ * (invariance pour toutes les rotations autour de l'axe Oz). La symétrie du tenseur d'élasticité est compatible avec le groupe de symétrie $\mathcal{O}(2)$ uniquement dans le cas d'un cylindre isotrope ou isotrope transverse. Précisons que lorsque nous parlons d'invariance, nous considérons aussi bien la géométrie que les propriétés élastiques.

Un mode guidé μ peut s'écrire sous la forme :

$$\mathbf{U}(r, \theta, z, t) = \mathbf{U}_\mu(r, \theta, k) \exp[i(\omega_\mu t - kz)] + c.c. \quad (\text{II.10})$$

où $\mathbf{U}_\mu(r, \theta, k)$ est un vecteur d'amplitude complexe et *c.c.* désigne le complexe conjugué.

Un mode guidé μ se propageant dans une structure cylindrique de symétrie $\mathcal{O}(2)$ est caractérisé par un champ de déplacements vectoriel $\mathbf{U}(r, \theta, z, t)$ qui peut s'écrire dans le système des coordonnées cylindriques (r, θ, z) , de deux manières différentes [186] :

$$(1) \quad \mathbf{U}(r, \theta, z, t) \begin{cases} U_r^\mu(r, k) \cdot \cos(m\theta) \cdot \cos(\omega t - kz) \\ U_\theta^\mu(r, k) \cdot \sin(m\theta) \cdot \cos(\omega t - kz) \\ U_z^\mu(r, k) \cdot \cos(m\theta) \cdot \sin(\omega t - kz) \end{cases} \quad (\text{II.11})$$

ou

$$(2) \quad \mathbf{U}(r, \theta, z, t) \begin{cases} U_r^\mu(r, k) \cdot \sin(m\theta) \cdot \cos(\omega t - kz) \\ U_\theta^\mu(r, k) \cdot \cos(m\theta) \cdot \cos(\omega t - kz) \\ U_z^\mu(r, k) \cdot \sin(m\theta) \cdot \sin(\omega t - kz) \end{cases} \quad (\text{II.12})$$

L'ordre circonférenciel m est un entier positif qui décrit la symétrie de la forme d'onde autour de l'axe z .

Les composantes u_r et u_θ du champ de déplacement varient proportionnellement en fonction de $\cos(m\theta)$ ou $\sin(m\theta)$, cela signifie que la déformée modale est invariante après une rotation de $2\pi/m$ rad autour de l'axe z du cylindre. Par ailleurs, les fonctions $\cos(m\theta)$ et $\sin(m\theta)$ sont orthogonales pour $m \neq 0$, on obtient des modes doublement dégénérés, c'est à dire des modes ayant la même fréquence. Par contre, si $m = 0$ les modes ont une symétrie de révolution autour de l'axe du cylindre, et le mode est non dégénéré [186].

II.4.2 Classification des modes guidés

Les modes guidés d'un cylindre de révolution sont nommés selon la nomenclature [186, 190–193]. Les modes sont notés $X(m, n)$ (ou Xm, n), où $X = L, T, F$, et S . Les symboles représentent respectivement : le mode longitudinal [190], de torsion [191, 192], de flexion [191, 192] et de cisaillement axial [186, 193]. La description des modes nécessite d'introduire deux indices entiers pour leur numérotation. On notera donc le premier indice m correspondant à l'ordre circonférenciel qui traduit la dépendance

*. Le groupe orthogonal $\mathcal{O}(2)$ est constitué de toutes les rotations autour d'un point fixé et des réflexions d'axe quelconque passant par ce point. C'est le groupe de symétrie d'un cercle. Il est appelé aussi $\text{Dih}(S^1)$ car c'est le groupe diédral généralisé de S^1

vis-à-vis de la coordonnée angulaire θ . Le deuxième indice n permet la numérotation des modes d'un même ordre circonférentiel.

Pour $m = 0$, il existe trois types de modes qui sont : les modes L , les modes T et les modes S . Ils ont une symétrie de révolution autour de l'axe du cylindre. Pour $m \neq 0$, il existe deux types de modes, appelés modes de flexion F et modes de cisaillement axial S . Ils sont doublement dégénérés c'est à dire qu'il existe deux modes ayant la même fréquence, contrairement aux modes pour lesquels $m = 0$ et qui ne sont pas dégénérés.

Les modes longitudinaux (modes L) Ces modes sont indicés $L(0, n)$ (voir Annexe A) avec $n \geq 1$ et $m = 0$ (Fig. II.7(a)). Dans ces types de modes, les composantes orthoradiales sont nulles ($U_\theta = 0$). D'après l'équation II.11 ou II.12, le champ de déplacements vectoriel $\mathbf{U}(r, \theta, z, t)$ du mode L donne :

$$\mathbf{U}(r, \theta, z, t) \begin{vmatrix} U_r^\mu(r, k) \cdot \cos(\omega t - kz) \\ 0 \\ U_z^\mu(r, k) \cdot \sin(\omega t - kz) \end{vmatrix} \quad (\text{II.13})$$

Les modes $L(0, n)$ sont de type axial/radial. En particulier, si $k = 0$ la composante axiale $U_z = 0$.

Les modes de torsion (modes T) Pour les modes de torsion indicés $T(0, n)$ (voir Annexe A) avec $n \geq 1$ et $m = 0$ (Fig. II.7(b)), les composantes radiales et axiales du déplacement particulière sont nulles ($U_r = 0$ et $U_z = 0$). Pour ce type de modes, le champ de déplacements vectoriel $\mathbf{U}(r, \theta, z, t)$ est :

$$\mathbf{U}(r, \theta, z, t) \begin{vmatrix} 0 \\ U_\theta^\mu(r, k) \cdot \cos(\omega t - kz) \\ 0 \end{vmatrix} \quad (\text{II.14})$$

Les modes de flexion (modes F) A la différence des modes longitudinaux et de torsion, les modes de flexion $F(m, n)$ avec $m \geq 1$ et $n \geq 0$, ont leurs trois composantes du champ de déplacements (U_r, U_θ, U_z) non nulles (Fig. II.7(c)). Ceci peut être obtenu à l'aide des équations (Eq. II.11 ou Eq. II.12). Pour $k = 0$, les composantes axiales U_z sont nulles.

Selon Viktorov [194, 195], les modes guidés circonférentiels (pour $k = 0$) de type flexion F avec $m > 0$ peuvent être classés en deux catégories : les modes de Rayleigh (R) et les modes de galerie à échos (WG). Les modes de Rayleigh sont des modes de flexion de la série $n = 0$ [195] et $m \geq 1$, notés $R(m, 0)$ à la place de $F(m, 1)$ (où $m > 1$ et $n \geq 1$ d'après la notation de [192, 196]) (voir Annexe A). Les modes de galerie à échos où $n > 1$ et $m > 0$, notés $WG(m, n - 1)$ à la place de $F(m, n)$ (voir Annexe A). La distinction entre les modes de Rayleigh R et certaines séries de modes de galerie à échos WG est utile pour l'identification des modes. Les modes de Rayleigh ont des composantes radiales U_r significativement plus grandes que les composantes orthoradiales U_θ à la surface du cylindre. Cela est illustré dans le cas où $m = 2$ par la figure II.8(a). En ce qui concerne les modes de galerie à échos (WG) de la série $n = 1$, ils sont caractérisés par de faibles composantes radiales par rapport aux composantes orthoradiales sur la surface du cylindre. Cela est illustré dans le cas $m = 2$ par la figure II.8(b). Les figures

II.8 montrent les isovaleurs des composantes (U_r, U_θ, U_z) du champ de déplacements, pour les modes $R(2, 0)$ et $WG(1, 1)$. La déformée modale, est invariante par rotation d'un angle $\frac{2\pi}{m} = \pi$ autour de l'axe pour $m = 2$.

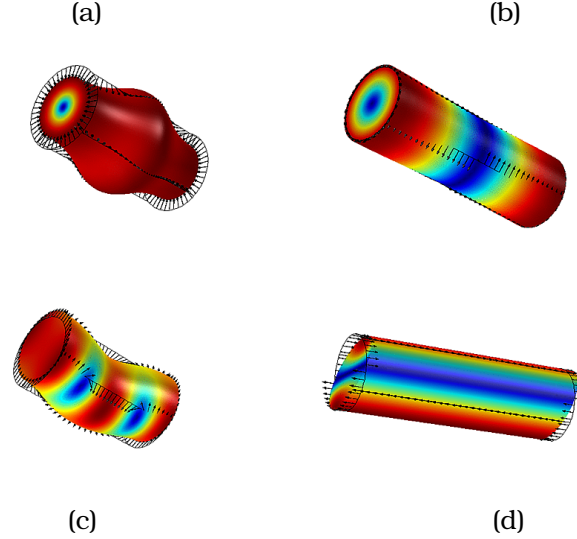


FIGURE II.7 – Les déformées modales d'un cylindre pour les différents types de modes. (a) Le mode longitudinal ou de compression $L(0, 1)$, (b) le mode de torsion $T(0, 1)$, (c) le mode de flexion $F^{(R)}(1, 1) = R(1, 0)$, et (d) le mode de cisaillement axial $S(1, 1) = F^{(S)}(1, 2)$.

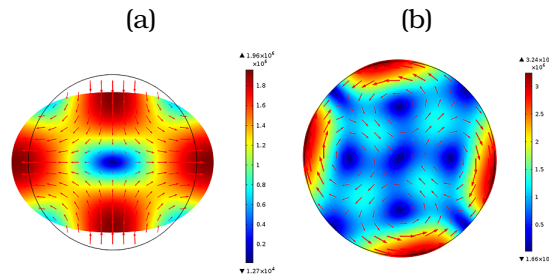


FIGURE II.8 – Les déformées modales et les isovaleurs du champ de déplacements pour les deux types de modes de flexion F . (a) le mode Rayleigh $R(2, 0) = F^{(R)}(2, 1)$, (b) le mode de galerie à échos $WG(2, 1) = F^{(WG)}(2, 3)$.

Les modes de cisaillement axial (modes S) Les modes de cisaillement axial indicés $S(m, n)$ (voir Annexe A) avec $m \geq 0$ et $n \geq 1$ (Fig. II.7(d)), sont caractérisés par des composantes axiales U_z non nulles pour $k = 0$, mais lorsque k augmente les autres composantes U_r et U_θ prennent de plus en plus d'importance par rapport à U_z . Cela a une importance pratique pour la détection des modes S à travers la mesure de leur

composante radiale. Les modes S peuvent en principe être détectés pour des valeurs de k suffisamment grandes. Les modes à cisaillement axial mettent en jeu principalement les constantes élastiques C_{44} et C_{55} . Pour $k \neq 0$, on remarque que les modes F et S ont la même expression mais d'amplitude $U_{r,\theta,z}^\mu(r, k)$ différente (Eq. II.11 ou Eq. II.12).

II.4.3 Équation séculaire pour le calcul de la fréquence d'un mode guidé

Les fibres micrométriques dont les propriétés mécaniques et thermiques sont isotropes transverses sont fréquemment utilisées comme renforts dans les matériaux composites (fibre de carbone par exemple) en raison de leurs excellentes propriétés mécaniques. Notons que la géométrie de ces fibres est caractérisée par une forme approximativement similaire à celle d'un cylindre plein à symétrie de révolution. Les méthodes analytiques sont relativement faciles à mettre en œuvre numériquement dans le cas d'un cylindre isotrope ou isotrope transverse. Pour cela, nous avons utilisé dans notre étude la solution analytique proposée par I. Mirsky [186], qui a été notre principale référence lors de la programmation de la méthode analytique, dans le cas d'un cylindre formé d'un matériau isotrope transverse (voir Annexe B). Nous avons programmé l'équation séculaire conduisant à évaluer alors les fréquences propres f des ondes guidées se propageant le long du guide d'ondes cylindrique. Il est aussi possible de déterminer la déformée modale de chaque mode guidé. Cette solution analytique est valable pour les matériaux isotropes transverses ainsi que dans le cas isotrope. Ce dernier est d'ailleurs équivalent à la solution de D. Gazis [193] valable seulement pour les matériaux isotropes.

Équation séculaire pour le cas d'un cylindre plein

L'équation séculaire d'un mode guidé est donnée par :

$$\det(M_{ij}) = 0 \quad (\text{II.15})$$

où \det est le déterminant de la matrice.

La résolution de l'équation séculaire est conduit à la détermination des fréquences propres du cylindre. Si on considère un cylindre plein de longueur infinie constitué d'un matériau isotrope transverse, la construction de l'équation séculaire dépend des paramètres suivants : le diamètre D , la masse volumique ρ et les 5 constantes élastiques indépendants C_{ij} . Dans le programme donné dans l'Annexe B, tous les paramètres sont regroupés sous forme d'une liste : $p = \text{list}(D, \rho, C_{ij})$ (voir Annexe B).

L'équation séculaire est obtenue par l'annulation du déterminant d'une matrice M_{ij} de dimensions 3×3 , dont les éléments sont définis en Annexe B :

$$M_{ij}(f; k, m, \{p\}) = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} & M_{13} \\ M_{21} & M_{22} & M_{23} \\ M_{31} & M_{32} & M_{33} \end{pmatrix} \quad (\text{II.16})$$

Chaque élément de la matrice M_{ij} dépend des paramètres p . L'inconnue que l'on cherche dans l'équation II.16 est la fréquence f .

Types de modes	Équation séculaire/ Vecteur d'onde k	
	$k = 0$	$k \neq 0$
Modes L	$M_{21} = 0$ $\begin{pmatrix} u_r \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$	$\det \begin{pmatrix} M_{12} & M_{13} \\ M_{22} & M_{23} \end{pmatrix} = 0$ $\begin{pmatrix} u_r \\ 0 \\ u_z \end{pmatrix}$
Modes T	$M_{31} = 0$ $\begin{pmatrix} 0 \\ u_\theta \\ 0 \end{pmatrix}$	$M_{31} = 0$ $\begin{pmatrix} 0 \\ u_\theta \\ 0 \end{pmatrix}$
Modes F	$\det \begin{pmatrix} M_{11} & M_{13} \\ M_{31} & M_{33} \end{pmatrix} = 0$ $\begin{pmatrix} u_r \\ u_\theta \\ 0 \end{pmatrix}$	$\det \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} & M_{13} \\ M_{21} & M_{22} & M_{23} \\ M_{31} & M_{32} & M_{33} \end{pmatrix} = 0$ $\begin{pmatrix} u_r \\ u_\theta \\ u_z \end{pmatrix}$
Modes S	$M_{23} = 0$ $\begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ u_z \end{pmatrix}$	$\det \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} & M_{13} \\ M_{21} & M_{22} & M_{23} \\ M_{31} & M_{32} & M_{33} \end{pmatrix} = 0$ $\begin{pmatrix} u_r \\ u_\theta \\ u_z \end{pmatrix}$

TABLE II.1 – Équations séculaires pour le calcul des fréquences des modes guidés dans le cas d'un cylindre plein. Les composantes non nulles du champ de déplacements correspondant sont indiquées.

Pour une fréquence donnée, il peut exister plusieurs vecteurs d'onde réels (correspondants à des modes propagatifs). Il existe aussi des vecteurs d'onde imaginaires purs (correspondants à des modes évanescents) et une infinité de vecteurs d'ondes complexes (correspondants à des modes inhomogènes) [191]. La table II.1 présente les équations séculaires de chaque type de mode guidé, dans un cylindre plein pour le cas d'un vecteur d'onde nul $k = 0$ (modes stationnaires) et dans le cas d'un vecteur d'onde non nul $k \neq 0$ (modes propagatifs selon l'axe de propagation).

La distinction entre les modes F et les modes S peut se faire de la manière suivante :

- Pour $k \approx 0$, il est facile de différencier les deux types de solution des modes F et S qui ont la même équation séculaire. Les modes de type S sont caractérisés par une composante axiale U_z (Table II.1) dominante par rapport aux composantes U_r et U_θ ($U_z \gg U_r, U_\theta$). Par contre, les modes F ont des composantes radiales et orthoradiales significativement plus grandes que la composante axiale ($U_\theta, U_r \gg U_z$).
- Pour $k \neq 0$, on constate d'après la table II.1 que les fréquences des modes F et S sont données par la même équation séculaire. Les équations séculaires se distinguent seulement pour $k = 0$. Pour $k \neq 0$ les composantes axiale z et trans-

versales (r et θ) sont couplées à la fois pour les modes F et S . Quand $k = 0$, les composantes axiale z et transversales sont complètement découplées. Par ailleurs, on utilise la continuité des courbes de dispersion à partir de $k = 0$, en progressant par petits pas Δk pour discriminer les courbes de dispersion des modes guidés dans le cas de croisement des courbes.

Finalement, il est possible de calculer toutes les fréquences propres de chaque type de modes guidés. La méthode consiste à définir tout d'abord l'intervalle de fréquence de notre étude et ensuite de rechercher les racines de l'équation séculaire de chaque type de mode guidé en utilisant l'algorithme de dichotomie [197].

Nous avons appliqué la méthode des éléments finis (EF) 3D, qui a été décrite au paragraphe II.3.3 pour vérifier l'exactitude de notre programme de calcul des fréquences propres des mode guidés (voir Annexe B) basé sur la solution analytique de I. Mirsky [186].

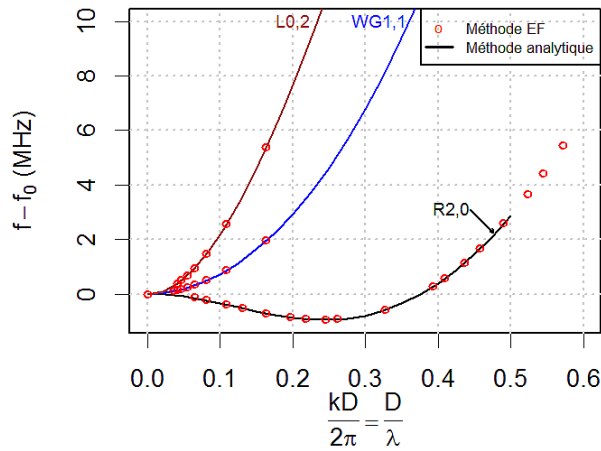


FIGURE II.9 – Courbes de dispersion des trois premiers modes guidés pour un fil d'aluminium isotrope dont les paramètres sont donnés dans le tableau II.2, calculées par méthode analytique [186, 193] et méthode des éléments finis 3D (EF) en utilisant COMSOL MULTIPHYSICS. f_0 correspond à la fréquence propre initiale $f(k = 0)$ pour chaque mode guidé.

La figure II.9 illustre la comparaison entre le résultat obtenu par la méthode des éléments finis (EF) en utilisant COMSOL MULTIPHYSICS et le résultat du calcul analytique pour un fil d'aluminium isotrope dont les paramètres sont donnés dans le tableau II.2. Sur la figure II.9, on peut observer la coïncidence entre les deux résultats obtenus. Ceci montre que la méthode des éléments finis en 3D est capable, au prix d'un long temps de calcul de déterminer la fréquence et d'identifier la déformée modale de chaque mode guidé pour différentes valeurs de k .

II.4.4 Courbes de dispersion d'un cylindre d'aluminium

Comme nous l'avons dit précédemment, les courbes de dispersion ont été calculées d'après la solution analytique de I. Mirsky [186] valable pour les matériaux isotropes

transverses ainsi que dans le cas isotrope. La figure II.10 montre les courbes de dispersion calculées des modes guidés pour un fil d'aluminium isotrope dont les paramètres sont donnés dans le tableau II.2. La figure II.11 illustre les courbes de dispersion des

D : Diamètre (μm)	32,7 ^a
E : Module d'Young (GPa)	69,6 ^b
ν : Coefficient de Poisson	0,35
ρ : Masse volumique	2700 kg/m ³ ^c

TABLE II.2 – Propriétés d'une fibre d'aluminium isotrope étudiée.

- a. Il s'agit d'un diamètre moyen mesuré par MEB.
b. La valeur E et ν sont obtenues par un fit entre les fréquences calculées et mesurées des modes de section de la fibre d'aluminium.
c. Valeur donnée par la littérature (non vérifiée).

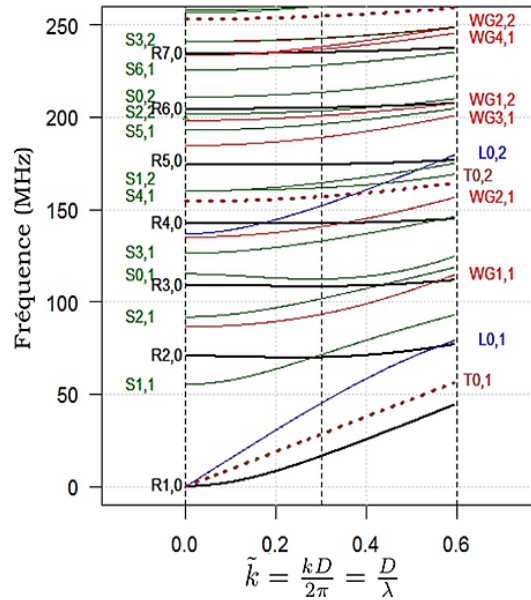


FIGURE II.10 – Courbes de dispersion calculées pour un fil d'aluminium isotrope dont les paramètres sont donnés dans le tableau II.2.

huit premiers modes de Lamb calculés pour une plaque isotrope d'acier d'épaisseur d , dans laquelle la vitesse des ondes longitudinales et transversales vaut $V_L = 5900 \text{ m/s}$ et $V_T = 3200 \text{ m/s}$ respectivement. On remarque que le caractère dispersif des ondes guidées dans un cylindre (Fig. II.10) a certaines similitudes avec les modes de Lamb (Fig. II.11). En particulier, on peut observer sur la courbe de dispersion, que le mode dénommé $R(1,0) = F^R(1,1)$ (de fréquence nulle pour $k = 0$) a une forte similitude avec le mode de Lamb antisymétrique A_0 d'une plaque [149](Fig. II.11). Dans ce mode, le cylindre peut onduler de telle manière que l'ensemble des génératrices du cylindre prennent la même forme de sinussoïde. De ce fait, il existe une composante radiale non nulle dès que $k \neq 0$. Le premier mode de Rayleigh $R(1,0)$ analogue au mode A_0 ne

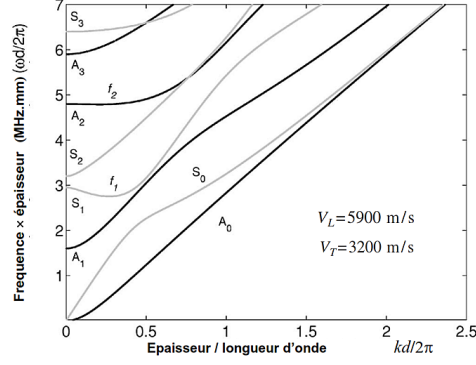


FIGURE II.11 – Les courbes de dispersion des huit premiers modes de Lamb symétrique (trait gris) et antisymétrique (trait noir) pour une plaque d'acier d'épaisseur d [149].

possède pas de fréquence de coupure et présente une vitesse de phase nulle à la fréquence nulle. Tous les autres modes de flexion possèdent une fréquence de coupure et présentent une vitesse de phase qui tend asymptotiquement vers V_T . Le premier mode axial-radial $L(0,1)$ ne présente pas de fréquence de coupure. Il s'agit d'un mode longitudinal classique (appelé le mode de respiration) analogue au mode de Lamb symétrique S_0 . La vitesse de phase de ce mode tend vers une vitesse non nulle appelée vitesse de barre $C_b(k \approx 0) = \sqrt{\frac{E_L}{\rho}}$ (voir I. Mirsky [186] Eq. 44), qui est pratiquement constante pour $k \approx 0$, ce qui se traduit par une pente non-nulle en $k = 0$, contrairement au mode $R(1,0)$. La célérité C_b est celle d'une onde longitudinale dans une barre, lorsque la longueur d'onde est très grande devant son diamètre D . Lorsque la longueur d'onde tend à se rapprocher du diamètre, la composante radiale commence à être significative devant la composante U_z .

Le mode de torsion d'indice secondaire le plus bas noté $T(0,1)$ présente la particularité d'être non dispersif comme le mode SH_0 (le premier mode transverse horizontal) d'une plaque. Sa vitesse de phase est égale à la célérité des ondes transverses $C_T = \sqrt{\frac{C_{44}}{\rho}}$. L'indice secondaire n du mode de torsion correspond aux nombre de nœuds sur le diamètre d'une section quelle que soit la fréquence. Le premier mode de torsion $T(0,1)$, est le seul à avoir une fréquence qui varie linéairement avec k . Les modes $L(0,1)$, $R(1,0)$ et $T(0,1)$ sont des modes ayant une fréquence propre égale à zéro pour $k \approx 0$.

II.5 Levée de dégénérescence modale pour une section elliptique

II.5.1 Contexte et motivations

Dans le cas d'un cylindre de section elliptique il est plus possible d'avoir des modes doublement dégénérés contrairement à une section circulaire. Le passage d'une symétrie circulaire de groupe $\mathcal{O}(2)$ vers une symétrie elliptique du groupe C_{2v} produit une levée de dégénérescence. Tous les modes sont alors non dégénérés (une seule

fréquence par mode). Ce passage correspond à la brisure de la symétrie circulaire du groupe $\mathcal{O}(2)$, vers une symétrie elliptique du groupe C_{2v} dont les éléments des symétries sont : E , C_2 , σ_x , et σ_y (voir figure II.12).

On considère un cylindre infini de section faiblement elliptique (figure II.12). Les caractéristiques géométriques sont définies comme suit : $a = r_0 \times (1 + \mathbf{e})$ le demi-grand axe et $b = r_0 \times (1 - \mathbf{e})$ le demi-petit axe de l'ellipse avec $r_0 = \frac{a+b}{2}$ le rayon moyen, $\mathbf{e} = \frac{a-b}{a+b}$ le paramètre d'ellipticité ($\mathbf{e} \ll 1$ alors $S = \pi ab \approx \pi r_0^2$). L'axe Oz est parallèle à l'axe du cylindre et (r, θ) sont les coordonnées polaires dans un plan perpendiculaire à Oz .

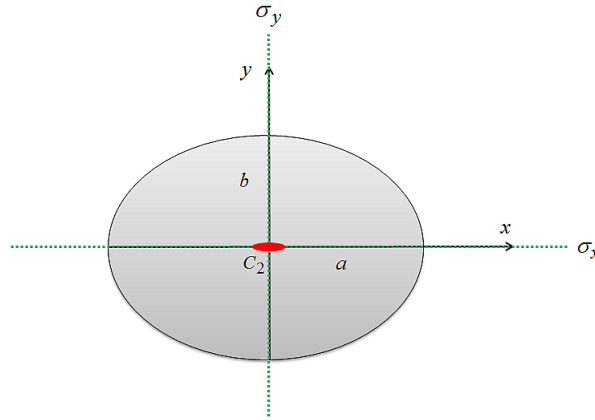


FIGURE II.12 – Paramètres et plans de symétrie de la section elliptique du cylindre.

Le cylindre elliptique infini est invariant selon quatre transformations de symétrie : (i) l'identité E , (ii) C_2 , la rotation d'un angle π autour de l'axe Oz (symétrie centrale de la section), (iii) σ_x , la réflexion miroir dans le plan Oxz , (iv) σ_y , la réflexion miroir dans le plan Oyz . Ces quatre transformations forment le groupe fini C_{2v} , qui est le groupe de symétrie du cylindre elliptique infini [198]. Ce groupe possède quatre représentations irréductibles (IRrep) notées A_1 , A_2 , B_1 , B_2 . Pour une représentation irréductible R donnée est un élément de symétrie \mathbb{S} du groupe on associe un nombre noté χ , appelé caractère. Dans une représentation irréductible R donnée (A_1 , A_2 , B_1 ou B_2) les éléments de symétrie \mathbb{S} du groupe E , C_2 , σ_x et σ_y sont représentés par des matrices 1×1 : les caractères sont généralement notés $\chi_R(\mathbb{S})$ donnés dans la table des caractères du groupe C_{2v} (Table II.3).

C_{2v}	E	C_2	σ_x	σ_y
A_1	1	1	1	1
A_2	1	1	-1	-1
B_1	1	-1	1	-1
B_2	1	-1	-1	1

TABLE II.3 – Tableau des caractères de C_{2v}

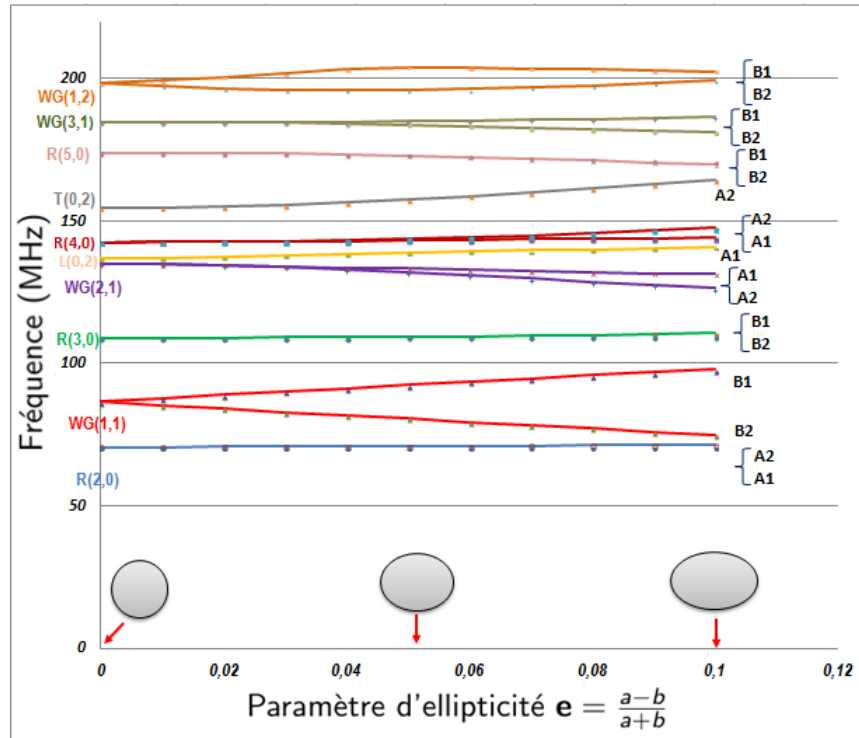


FIGURE II.13 – Modification des fréquences d'un fil d'aluminium dont les paramètres sont donnés dans le tableau II.2, sous l'effet de l'aplatissement.

II.5.2 Étude numérique

Afin d'évaluer l'effet d'un défaut de circularité d'un cylindre sur les fréquences propres, une étude numérique a été réalisée dans le cas d'un fil d'aluminium, en faisant usage des éléments finis via l'utilisation du logiciel COMSOL MULTIPHYSICS. Dans cette étude, un cylindre en aluminium dont les paramètres sont donnés dans le tableau II.2 a été choisi. Ensuite, nous avons cherché les différentes fréquences propres d'une section d'un cylindre qui évolue du cylindre circulaire vers un cylindre de section elliptique, où le paramètre d'ellipticité e varie de 0 à 0,1. Les résonances du cylindre circulaire sont associées aux modes résonants (m, n) dans le formalisme modal usuel. Elles sont suivies à mesure qu'on le déforme vers un cylindre de plus en plus elliptique, en conservant l'aire de la section πr_0 ainsi que le périmètre $2\pi r_0$, dans le but de conserver la même longueur de parcours pour toute onde circumférentielle, quel que soit le paramètre d'ellipticité (e). Sur la figure II.13, on trace les résonances associés aux 10 premiers modes du cylindre de section circulaire, repérés par (m, n) dans le formalisme modal, lorsque celui-ci est déformé vers une section elliptique. D'après la figure II.13, on observe que la modélisation par éléments finis (MEF) a permis de révéler la présence d'infimes écarts de fréquences de résonance pour certains modes lors de la déformation vers une section elliptique, qui est due à une levée de dégénérescence. Ce phénomène s'opère pour des valeurs plus ou moins élevées d'el-

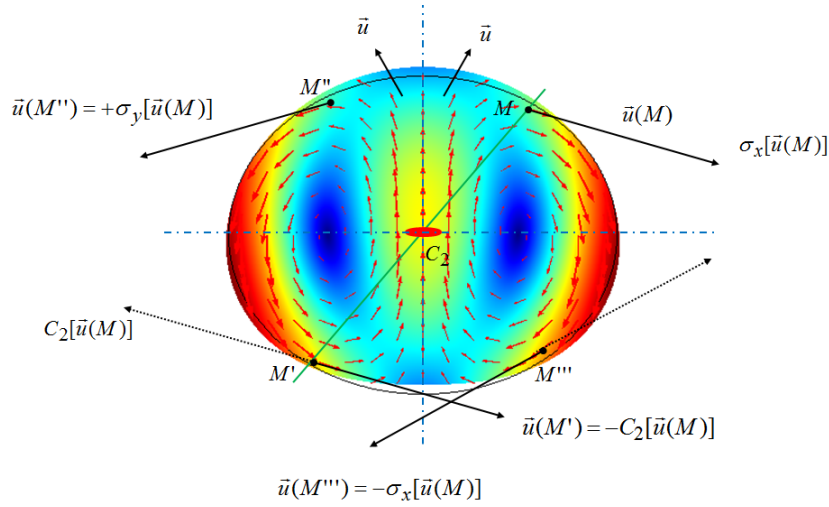


FIGURE II.14 – Transformation du champ de déplacements par les éléments de symétrie pour le mode B_2 $[WG(1, 1)]$ à $k = 0$.

lipticité \mathbf{e} , selon les modes. Pour certains d'entre eux, on peut citer par exemple le mode $WG(1, 1)$, la séparation intervient dès que la symétrie circulaire est brisée. De ce fait, on observe des écarts de fréquences propres de l'ordre de 23 MHz pour $\mathbf{e} = 0, 1$. En revanche, cet effet paraît beaucoup plus faible sur les autres modes. Pour le mode $WG(2, 1)$ l'écart est de l'ordre de 5 MHz à $\mathbf{e} = 0, 1$. La figure II.14 montre notamment les modes de Rayleigh $R(m, n)$ les éléments de symétrie de la déformée modale du mode $WG(1, 1)$ pour $\mathbf{e} = 0, 1$, qui correspond d'après la table de caractère de groupe C_{2v} (Table II.3) à un mode de type B_2 . De la même manière, on peut faire la distinction entre les autres types de modes.

Considérons les paires de points symétriques M et $\mathbb{S}(M)$: $M \rightarrow M' = C_2(M)$, $M \rightarrow M'' = \sigma_y(M)$, $M \rightarrow M''' = \sigma_x(M)$ (Fig. II.14). D'une manière générale on peut écrire :

- $M \rightarrow \mathbb{S}(M)$, avec \mathbb{S} un élément de symétrie du groupe C_{2v} ; E , C_2 , σ_x et σ_y .
- $\vec{u}(M)$ se transforme suivant la relation suivante :
 $\vec{u}[\mathbb{S}(M)] = \chi_R(\mathbb{S}) \cdot \mathbb{S}[\vec{u}(M)]$, où χ_R désigne le caractère de la classe de l'élément de symétrie \mathbb{S} et de la représentation R .

Pour les modes guidés $\mu = X(m, n)$, la séparation intervient dès que la symétrie du groupe $\mathcal{O}(2)$ est brisée. Lorsque l'ordre circonférenciel m est pair et $m \neq 0$, les résonances se séparent dans les deux représentations irréductibles A_1 et A_2 (Fig. II.13), lorsque m est impair, elles se séparent en B_1 et B_2 (Fig. II.13). Les modes résonants pour lesquels $m = 0$ ne sont pas dégénérés et deviennent les représentations irréductibles A_1 et A_2 pour les modes $L(0, n)$ et $T(0, n)$, respectivement (Fig. II.13).

II.5.3 Déformées modales

À titre d'illustration, on montre sur la figure II.15 les déformées modales pour les modes $WG(1, 1)$ et $WG(2, 1)$. Cependant, nous avons choisi également deux ordres cir-

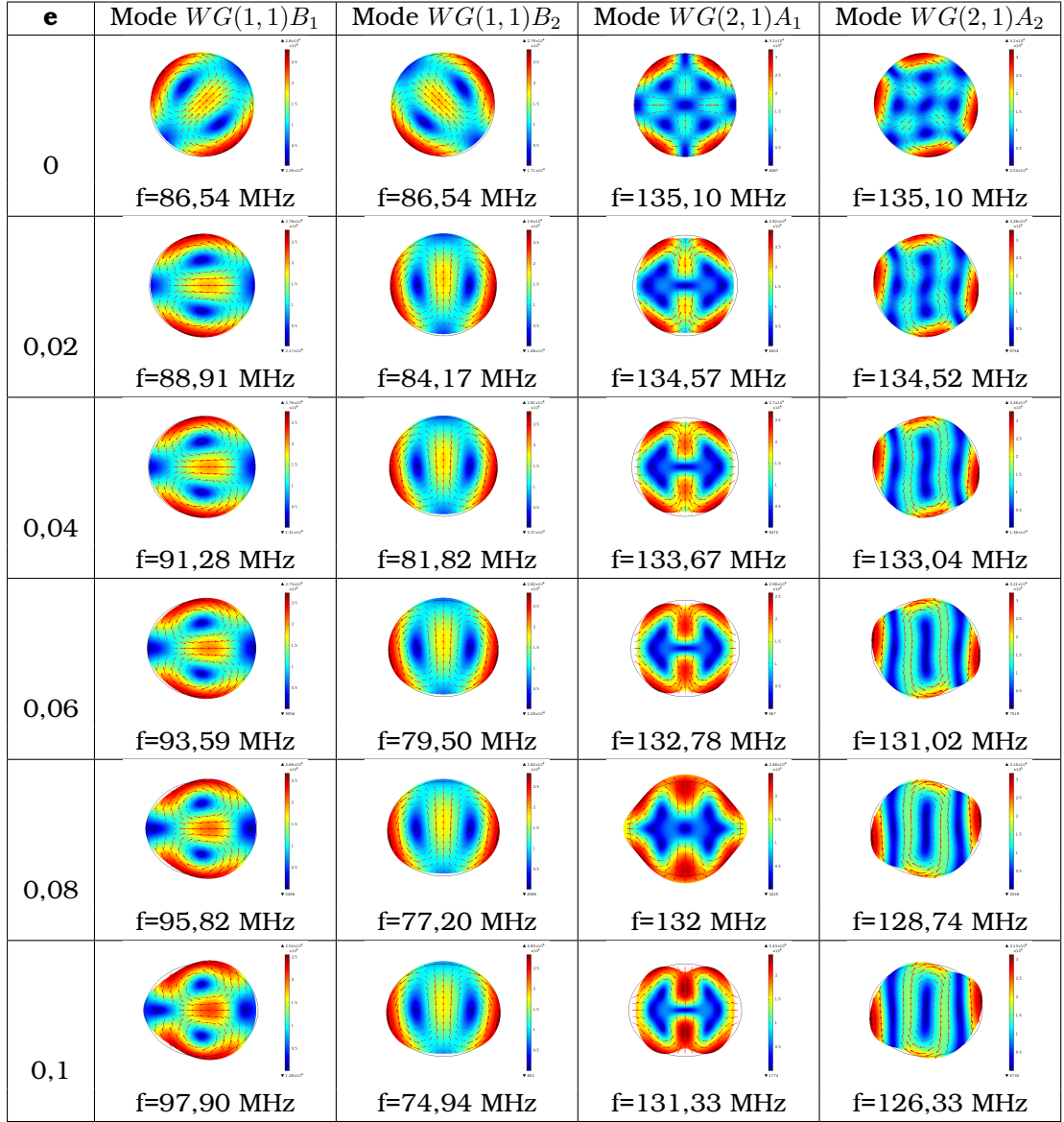


FIGURE II.15 – Évaluation des déformées modales des modes $WG(1,1)$ et $WG(2,1)$ d'un fil d'aluminium de diamètre moyen $D = 2r_0 = 32,7\mu\text{m}$, lorsque sa section évolue progressivement vers une section de plus en plus fortement elliptique. Pour le mode $WG(2,1)A_1$ et $\mathbf{e} = 0,08$, la déformée modale est représentée avec une phase différente des autres modes.

conférenciels différents, un indice pair et un indice impair pour visualiser 4 modes bien distincts associés aux 4 représentations irréductibles A_1 , A_2 , B_1 et B_2 du groupe de symétrie C_{2v} . Dans le cas du cylindre de section circulaire, le passage d'une représentation à une autre s'effectue par une simple rotation d'angle $\pi/2m$. Il s'agit

de modes dégénérés ayant la même fréquence propre (voir figure II.15 pour $\mathbf{e} = 0$). En revanche, dans le cas du cylindre de section elliptique, on observe que les écarts des fréquences augmente en fonction du paramètre d'ellipticité \mathbf{e} pour chaque mode $\mu = X(m, n)$. Dès que la symétrie circulaire est brisée, on constate que le comportement du champ de déplacements de la déformée modale du mode $WG(1, 1)$ en B_1 est très différent de son comportement en B_2 , il est de même pour la déformée modale du mode $WG(2, 1)$ en A_1 et A_2 . De plus, à mesure que le paramètre d'ellipticité augmente (pour $\mathbf{e} \neq 0$), il est clairement visible que les composantes radiales U_r prennent de plus en plus d'importance. Cela a un effet important pour la détection expérimentale des déplacements radiaux.

II.5.4 Évaluation d'un faible défaut de circularité

L'étude numérique du paragraphe II.5.2 a révélé l'effet significatif du paramètre d'ellipticité \mathbf{e} sur les fréquences propres du premier mode de galerie échos $WG(1, 1)$. On remarque sur la figure II.13 que l'écart entre les deux fréquences Δf croît linéairement avec le paramètre d'ellipticité \mathbf{e} , tandis que la moyenne de ces deux fréquences reste pratiquement inchangée.

Dans le cas où $\mathbf{e} = 0, 1$, $\Delta f = 23$ MHz (voir Fig. II.13). Les résultats expérimentaux obtenus sur le mode $WG(1, 1)$, qui seront présentés de manière complète au chapitre III ont permis de révéler un écart $\Delta f = 0, 25$ MHz. En utilisant la relation de proportionnalité ($\Delta f \propto \mathbf{e}$), on en déduit que $\mathbf{e} \approx 0, 1\%$, ce qui correspond à un écart maximal par rapport au rayon moyen r_0 de $a - r_0 = r_0 \times \mathbf{e} = 15, 3$ nm. Cette ellipticité de la fibre est trop faible pour être visible au microscope électronique à balayage (MEB). Les mesures du doublet de fréquences du mode $WG(1, 1)$ ont la capacité de révéler un très faible défaut de circularité de la fibre. Pour les autres modes la levée de dégénérescence est trop faible pour être révélée par l'expérience.

II.6 Conclusion & perspectives

Ce chapitre a permis de décrire comment sont étudiées les propagations des modes acoustiques guidés dans les matériaux élastiques, en particulier les modes qui se propagent dans les structures cylindriques. Les méthodes de calculs des modes guidés sont indispensables à l'interprétation des résultats expérimentaux. De plus, l'identification correcte des fréquences propres mesurées est d'une importance capitale dans la perspective du recalage du modèle avec les fréquences expérimentales. L'étude des déformées modales a révélé qu'il est pertinent de distinguer les modes de galerie à échos WG et les modes de Rayleigh R .

On peut prévoir d'ors et déjà que puisque les modes de Rayleigh $R(m, 0)$ ont des composantes radiales plus grandes que les modes de galerie à échos $WG(m, 1)$, ces modes seront alors détectés et donneront des signaux vibratoires plus grands que certains modes WG . On peut prévoir aussi que la détection des modes $R(m, 0)$ avec un interféromètre sensible à la composante radiale du déplacement sera favorisée par rapport à la détection des modes $WG(m, 1)$. L'étude a montré qu'un écart minime de la section de la fibre par rapport à la parfaite circularité induit sur la déformée modale des changements significatifs, notamment un renforcement des composantes radiales de

déplacement sur les modes $WG(m, 1)$. Avec les informations fournies dans ce chapitre, il est possible de connaître le comportement des modes guidés se propageant dans des fibres micrométriques, ce qui est nécessaire lorsque l'on souhaite générer et détecter ces modes, via une technique optique pompe-sonde. Ceci fera l'objet du chapitre suivant.

Étude expérimentale des fibres micrométriques

Sommaire

III.1 Introduction	70
III.2 Montage expérimental d'Ultrasons laser	71
III.2.1 Dispositif d'excitation des fibres	71
III.2.2 Dispositif de Mesure	73
III.3 Excitation et détection des vibrations stationnaires de la section d'une fibre	73
III.3.1 Premiers tests sur un fil d'aluminium	73
III.3.2 Mesures sur une fibre de verre	82
III.3.3 Mesures sur une fibre de Kevlar [®]	84
III.4 Propagation d'ondes guidées dans une fibre	91
III.4.1 Méthode expérimentale	91
III.4.2 Analyses des données expérimentales	94
III.4.3 Courbe de dispersion des modes guidés	95
III.4.4 Conclusion & perspectives	99

III.1 Introduction

Les méthodes de génération et de détection optiques des ultrasons ont vu le jour quelques années après l'avènement du laser [199], il y a cinquante ans. C'est précisément en 1963 que White [4] démontre la génération par faisceau laser d'ondes acoustiques dans un solide. Contrairement aux méthodes "classiques" par transducteur piézoélectrique de contact, les systèmes totalement optiques possèdent l'avantage de proposer une mesure large bande, sans contact, avec la possibilité de sonder des matériaux de forme complexe, qui peuvent être en mouvement et à très haute

température [200]. Durant ces vingt dernières années, les nombreuses études considérant l'utilisation couplée d'une génération et d'une détection optique des ultrasons ont donné naissance à une nouvelle spécialité baptisée "Ultrasons-Laser (USL)". Cette dernière, en plein essor, trouve de nombreuses applications dans la détection de défauts et la caractérisation des matériaux [201–203]. Elle est particulièrement adaptée à l'évaluation non destructive et au contrôle non destructif des objets cylindriques. De nombreux travaux théoriques se sont donc intéressés à la propagation d'ondes acoustiques à la surface de matériaux présentant une géométrie cylindrique [186, 193]. Ces études théoriques ont des applications importantes dans le contrôle non-destructif (CND) de tubes [140, 204, 205].

Les fibres élémentaires aux échelles micrométriques qui sont utilisées pour renforcer les matériaux composites à matrice polymères sont des exemples de structure mécaniques cylindriques. Nous avons montré, au travers des premiers chapitres de ce manuscrit, l'intérêt de la technique USL utilisée pour des échantillons de géométries cylindriques présentant des tailles transversales de section micrométriques. Dans ce contexte, nous avons mis en œuvre dans le cadre de cette thèse une méthode de spectroscopie de résonance ultrasons laser (L-RUS) couplée à une identification modale à l'aide d'un modèle numérique de la fibre [206] pour déterminer les propriétés mécaniques d'une fibre élémentaire. Dans un premier temps, nous décrirons la méthode expérimentale utilisée pour exciter et détecter les modes propres de la section de telles fibres micrométriques. Cependant, ces données spectrales sur ces modes particuliers où la section de la fibre vibre de manière homogène le long de l'axe de la fibre ne permettent d'accéder qu'aux deux coefficients d'élasticité C_{11} et C_{12} de la fibre. Ainsi, pour l'évaluation complète des constantes élastiques d'une fibre anisotrope, il est essentiel d'étudier la propagation d'ondes acoustiques guidées le long de l'axe de la fibre.

III.2 Montage expérimental d'Ultrasons laser

III.2.1 Dispositif d'excitation des fibres

Dans le but d'évaluer les propriétés élastiques transversales d'une fibre élémentaire, nous avons mis en œuvre une méthode de spectroscopie de résonance ultrasonore laser (L-RUS) [40, 41, 206] par voie optique sans contact permettant de faire vibrer la section de la fibre à des fréquences jusqu'à environ 1GHz. Le dispositif expérimental est représenté sur la Fig. III.1.

Les fibres sont montées sur une rondelle métallique de 1cm de diamètre (Fig. III.1, en bas à droite). Afin d'éviter tout contact mécanique avec la fibre, cette technique met en œuvre des lasers pour exciter et mesurer les vibrations, ce qui présente des avantages compte tenu des dimensions transversales micrométriques des fibres.

Dans nos expériences, l'excitation de la fibre est réalisée au moyen d'un laser impulsionnel Nd :YAG microchip à la longueur d'onde de 1064nm (laser de pompe, Fig.III.1) délivrant, à une cadence de 4 kHz, des impulsions de durée 0,6 ns avec une énergie de quelques micro-joules. Les impulsions de pompe excitent les vibrations en régime thermo-élastique c'est-à-dire sans altération de la surface de l'échantillon [207]. Généralement, l'irradiation de la surface de la fibre avec une impulsion laser excite de nombreux modes acoustiques qui peuvent se propager à l'intérieur et à

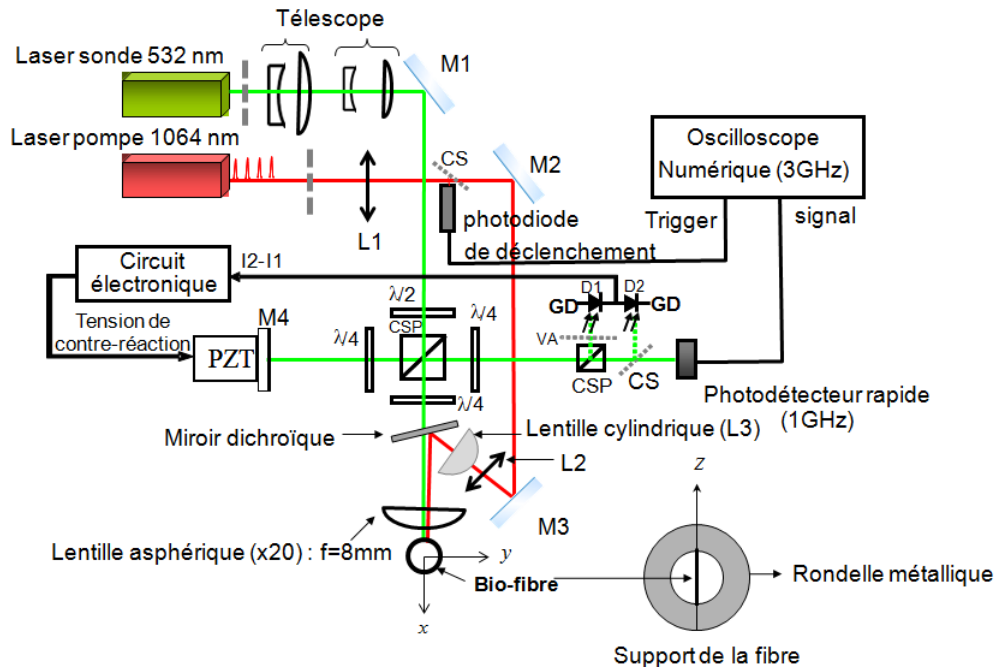


FIGURE III.1 – Schéma du dispositif expérimental des ultrasons laser (USL). $L1$: Lentille convergente ($f = 250\text{ mm}$), $L2$: Lentille convergente ($f = 400\text{ mm}$), $L3$: lentille cylindrique ($f = 100\text{ mm}$). Par rapport au dispositif utilisé par Ahmed Amziane [206], on ajoute une lentille cylindre pour obtenir un spot elliptique aligné avec la fibre.

la surface de la fibre. L'amplitude des modes guidés qui sont effectivement excités par l'impulsion laser dépendent de la géométrie de spot laser à la surface de l'échantillon.

Afin de favoriser l'excitation des modes guidés avec $k \approx 0$ au voisinage du centre de zone, le laser pompe est focalisé sur la surface de la fibre pour former un long spot elliptique aligné le long de l'axe. La longueur de spot de pompe $2w_z$ (diamètre gaussien) * dans la direction de l'axe de la fibre détermine l'étendue spectrale d'excitation des modes guidés dans le domaine des vecteurs d'onde k . D'autre part, la durée de l'impulsion laser détermine la plage de fréquences des modes guidés excités. En utilisant une lentille cylindrique ($f = 100\text{ mm}$) placée dans le chemin optique du faisceau de pompe, on obtient une tache elliptique de dimensions $2w_y \times 2w_z$ (où w_y et w_z sont les paramètres gaussiens du spot elliptique respectivement dans les directions perpendiculaire et parallèle à l'axe de la fibre), alignées le long de l'axe de fibre. La mesure des dimensions des paramètres gaussiens d'un faisceau laser, a été réalisée en utilisant la méthode du couteau ("Knife-edge") [208–211].

Par considération de symétrie, une source acoustique linéaire infinie va forcer les déplacements dans le plan xy de la section de la fibre. Dans les cas des modes de section,

*, w_z est la distance au centre de l'axe du faisceau où l'amplitude du champ électrique est multipliée par $1/e$, ce qui correspond à une multiplication de l'intensité par $(1/e)^2$.

ces déplacements sont par hypothèse indépendants de z .

III.2.2 Dispositif de Mesure

Afin de mesurer les vibrations ultrasonores de la fibre, un interféromètre de Michelson homodyne stabilisé est utilisé [40, 207]. Le faisceau sonde de l'interféromètre de longueur d'onde 532 nm est focalisé à la surface de la fibre à l'aide d'une lentille asphérique ($\times 20$, $f = 8$ mm, $ON = 0,5$). Le faisceau laser gaussien est centré sur la ligne de pompe pour former un spot de diamètre gaussien $2w_y$ à $1/e^2$ * (le diamètre auquel l'intensité est maximal). La configuration du faisceau de sonde de l'interféromètre permet de mesurer les déplacements radiaux de la surface de la fibre testée (mesure dite « hors-plan »). Le signal interférométrique est détecté en utilisant un photodétecteur de bande passante 1GHz (Model New Focus 1601). Ensuite, les signaux de vibrations sont enregistrés à l'aide d'un oscilloscope numérique dont la bande passante est de 3 GHz.

III.3 Excitation et détection des vibrations stationnaires de la section d'une fibre

III.3.1 Premiers tests sur un fil d'aluminium

Le fil d'aluminium est un matériau métallique adsorbant les radiations du faisceau de pompe, sa propre génération thermo-élastique est efficace. Cette fibre a une surface faiblement rugueuse et possède un facteur de réflexion élevé, ce qui est favorable pour la détection interférométrique des vibrations. L'aluminium est un bon conducteur de la chaleur, ce qui permet d'éviter un chauffage excessif de la fibre dû à l'irradiation laser. Le fil d'aluminium a une géométrie cylindrique presque parfaite, ce qui fait le type de fil d'aluminium un candidat idéal pour tester la technique d'Ultrasons laser avant de l'appliquer sur des autres fibres utilisées dans les matériaux composites. De plus, le matériau aluminium a des propriétés élastiques très proches du matériau isotrope. L'échantillon de test est un fil d'alliage d'aluminium avec 1% de silicium, fabriqué par HERAEUS pour faire de connections électrique [212]. Le diamètre moyen du fil d'aluminium est $D = 32,7 \pm 0,1$ μm mesuré à l'aide d'un microscope électronique à balayage (MEB) en plusieurs points du fil (voir Fig. III.2). Le faisceau de sonde est centré sur la zone de focalisation du faisceau pompe avec un objectif de distance focale $f = 8$ mm. Le faisceau laser de pompe gaussien, de rayon $w_{0y} = 451$ μm avant l'objectif, est focalisé sur une tache de rayon gaussien $w_y = \frac{\lambda f}{\pi w_{0y}} = 3$ μm (diamètre gaussien $2w_y = 6$ μm) (voir Fig. III.3 (b)). Les signaux vibratoires sont enregistrés pendant environ 2 μs et échantillonnés avec une fréquence $f = 2$ GHz, ce qui permet de mesurer les fréquences jusqu'à 1 GHz avec une résolution spectrale de 0,5 MHz. Pour obtenir le spectre de vibration de la fibre, on calcule la transformée de Fourier discrète (TFD) du signal enregistré.

Les mesures des ultrasons ont été effectuées en plusieurs points séparés d'un millimètre sur une longueur de 5 mm, en utilisant un spot de pompe de dimension

*, $(1/e)=0,1$ où $e=\exp(1)$

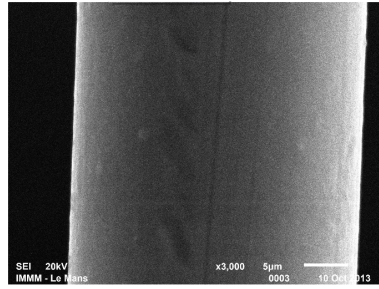


FIGURE III.2 – Image d'un fil d'aluminium de diamètre $D = 32,7\mu\text{m}$ observée au microscope électronique à balayage (MEB).

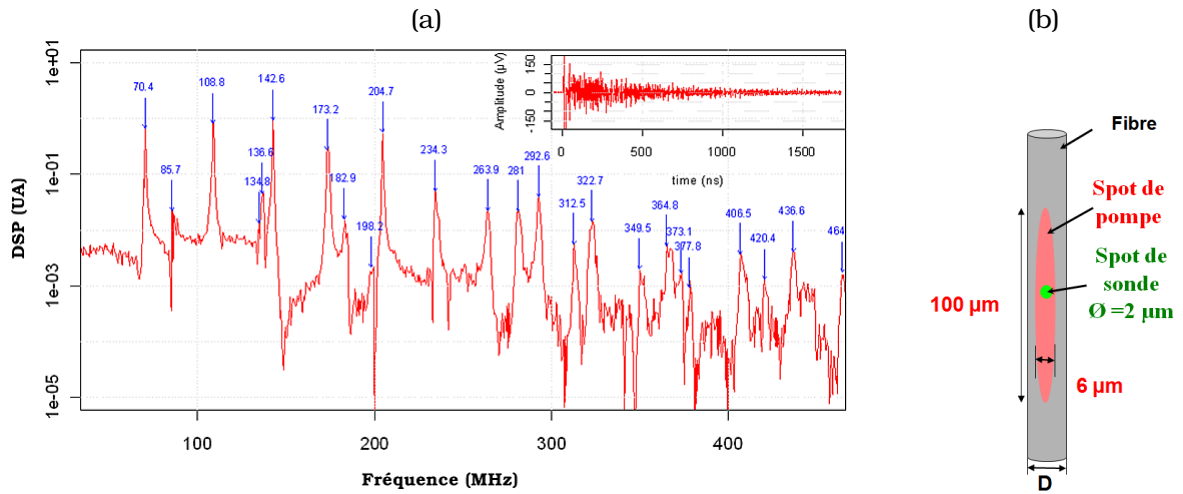


FIGURE III.3 – (a) Spectre vibratoire des fréquences de résonances de la section d'un fil d'aluminium de diamètre $D = 32,7\mu\text{m}$. (b) Configuration des spots de pompe et de sonde à la surface de la fibre.

$2w_y \times 2w_z = 6\mu\text{m} \times 100\mu\text{m}$. La figure III.3 représente l'un des spectres de vibration mesurée du fil d'aluminium, dont l'énergie de l'excitation utilisée sur la surface de la fibre est $E_L \approx 250\text{ nJ}$. La figure insérée dans Fig. III.3 représente la composante d'ultra-sons à haute fréquence utilisée pour calculer le spectre de vibration. Pour chaque raie spectrale, la fréquence moyenne et l'écart type ont été calculés à partir des spectres de vibration mesurés à différents points du fil. L'écart type est de l'ordre de la résolution spectrale de 0,5 MHz. La reproductibilité des spectres de vibrations atteste de la constance du diamètre du fil sur une longueur de 5 mm.

Évaluation de l'élévation de la température due aux lasers

Comme les propriétés élastiques dépendent de la température, il est important d'estimer l'augmentation de température de la fibre due à l'échauffement de faisceau laser dans la zone de mesure. Tout d'abord, chaque impulsion de la pompe induit une augmentation transitoire de la température de la fibre, qui décroît entre deux

impulsion successive. Ensuite, le laser de pompe et le laser de sonde (CW) provoquent à la fois une élévation de la température permanente comme schématisé sur la figure III.4.

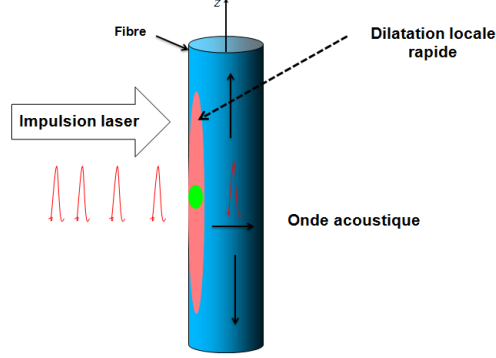


FIGURE III.4 – L'absorption de la radiation électromagnétique de l'impulsion laser crée un brusque échauffement local. Cette soudaine dilatation locale de la fibre génère une onde acoustique à haute fréquence.

Pour l'élévation de la température transitoire, on ne considère que le flux de chaleur absorbé le long de l'axe de la fibre. Maintenant on considère l'effet de chauffage permanent produit par les faisceaux de pompe et de sonde. Concernant la pompe, en régime permanent, on considère la puissance moyenne absorbée par la fibre. Cette puissance moyenne s'ajoute à la puissance continue absorbée du faisceau de sonde. Les deux faisceaux produisent une source de chaleur continue localisée en $z = 0$ de puissance égal ϕ_0 . La fibre conduit la chaleur le long de l'axe, un transfert de chaleur peut se faire avec l'air ambiant par convection et rayonnement. Les paramètres thermiques du problème sont : la conductivité thermique K du matériau et le coefficient de convection thermique h dans l'air. Ce modèle simple conduit à une élévation permanente de la température qui est en fonction de la coordonnée z :

$$\Delta T(z) = \Delta T_0 \cdot \exp(-|z|/L), \quad (\text{III.1})$$

où $L = D/(2\sqrt{Bi})$ est la longueur caractéristique de la décroissance de température le long de la fibre, D est le diamètre de la fibre, $Bi = h D/K$ le nombre de Biot de la fibre. L'élévation de température maximale à $z = 0$ est donné par :

$$\Delta T_0 = \phi_0 / (\pi \sqrt{K h D^3}), \quad (\text{III.2})$$

où ϕ_0 est le flux de chaleur à $z = 0$. Les Eqs. III.1 et III.2 ne sont valables que pour une fibre cylindrique de longueur infinie. Dans la pratique, la distance entre une extrémité de la fibre et la source de chaleur doit être beaucoup plus grande que L . La réflectivité de l'aluminium est $R = 0,92$ à la fois pour 532 nm et 1064 nm [213]. Le flux de la source de chaleur est égale à la puissance laser absorbée, qui est estimée à $\phi_0 \approx 200 \mu\text{W}$. Au cours de l'impulsion de pompe, la fibre absorbe à la surface une fraction de l'énergie de la pompe de l'ordre de 10 nJ. La fibre est tout d'abord chauffée sur une épaisseur de l'ordre de la longueur de diffusion thermique $L_d = \sqrt{D_{th} \tau_{laser}}$, pendant l'impulsion

de la pompe τ_{laser} , où D_{th} est la diffusivité thermique. Pour un matériau métallique avec $D_{th} \approx 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ et $\tau_{laser} = 1 \text{ ns}$, la longueur de diffusion est beaucoup plus petite que un micromètre, et l'élévation de la température maximale est de l'ordre de quelques dizaines de Kelvin. Pendant le temps d'acquisition ($\approx 2 \mu\text{s}$), la chaleur diffuse sur plusieurs micromètres et la température décroît de sorte que l'effet de chauffage transitoire est négligeable.

En utilisant l'Eq. III.2, nous évaluons l'augmentation de la température transitoire du fil d'aluminium pendant le temps de mesure. Le coefficient de convection dans l'air est dans la plage de $10\text{-}50 \text{ W m}^{-2} \text{ K}$. En prenant la valeur moyenne du coefficient de convection thermique $h = 30 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ et la conductivité thermique de l'aluminium avec $K = 200 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$, l'augmentation de la température en régime permanent est d'environ 5 K (Fig. III.5). En conclusion, on peut considérer que dans les conditions expérimentales, l'élévation de la température est trop petite pour provoquer des modifications importantes des propriétés élastiques de la fibre d'aluminium.

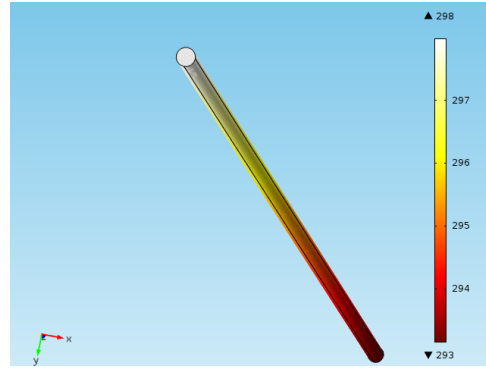


FIGURE III.5 – Modélisation par EF de l'augmentation de la température en régime permanent le long d'un fil d'aluminium de longueur $L_f = 500 \mu\text{m}$ et de diamètre $D = 32,7 \mu\text{m}$.

Recalage de la modélisation sur l'expérience

Le spectre de vibrations permet en principe d'évaluer le module d'Young transverse et le coefficient de Poisson transverse de fibres de diamètre compris entre $5 \mu\text{m}$ et quelques dizaines de micromètres. Les coefficients élastiques des fibres unitaires peuvent être évalués en effectuant une identification inverse à partir d'une modélisation par la méthode des éléments-finis (MEF) de la vibration de la fibre. Le modèle doit refléter les principales caractéristiques morphologiques des fibres.

Modélisation par éléments finis 2D

Le fil d'aluminium est considéré comme un cylindre parfait de longueur infinie et nous concentrons notre attention sur les modes guidés pour $k = 0$, où k est la composante z du vecteur d'onde acoustique. Les déplacements de ces modes sont limités au plan transversal xy . À partir des conditions expérimentales décrites dans la section

2, nous nous attendons à l'excitation des modes guidés pour $k = 0$, que nous appelons les modes de vibrations de la section. Les modes de vibration d'une section de la fibre sont idéalement excités lorsque la source acoustique impulsionnelle est une ligne mince en coïncidence avec une génératrice du cylindre. Dans la pratique, la longueur de la source acoustique doit être considérablement plus longue que le diamètre du cylindre. Cette hypothèse rend l'utilisation de la modélisation par éléments finis 2D (MEF-2D) des vibrations pertinente.

On suppose que le fil d'aluminium est isotrope de longueur infinie, de diamètre D , et densité ρ , alors les propriétés élastiques de la fibre se caractérisent ainsi par deux constantes élastiques indépendantes : On peut choisir C_{11} et C_{12} ou bien C_{11} et $C_{66} = (C_{11} - C_{12})/2$ (voir section II.4.1). Ce dernier jeu de constantes élastiques C_{11} et C_{66} déterminent respectivement les vitesses acoustiques longitudinales c_L et transversales c_T :

$$C_{11} = \rho c_L^2 = \frac{E(1-\nu)}{(1+\nu)(1-2\nu)} \quad (\text{III.3})$$

et

$$C_{66} = \rho c_T^2 = \frac{E}{2(1+\nu)} \quad (\text{III.4})$$

où E est le module d'Young et ν le coefficient de Poisson.

À l'aide d'une modélisation par éléments finis en 2D du fil d'aluminium isotrope, les modes propres de section d'un fil d'aluminium sont déterminés par les paramètres d'entrée suivants : le diamètre de cylindre D , le module d'Young E , le coefficient de Poisson ν et la densité ρ . Ensuite les domaines sont maillés, c'est à dire découpés en éléments (ici triangulaires) sur lesquels les équations seront résolues par le logiciel (ce sont en particulier des résolutions de systèmes matriciels à très grande dimension)*. Les déplacements sont calculés dans le plan transversal à la fibre. Le recalage des fréquences calculées sur les fréquences expérimentales permet d'évaluer E et ν .

Identification des modes

L'application de la technique des ultrasons laser (LU) requiert l'identification correcte des modes pour chaque fréquence propre mesurée. L'identification des modes peut être facilitée par la détermination expérimentale des déformées modales, qui peuvent ensuite être comparées à celles calculées [117, 214] (tableau III.1).

Les modes de Rayleigh sont facilement identifiés car ils apparaissent avec les plus fortes amplitudes sur le spectre de la Fig. III.3. Cela était attendu compte tenu des déformées modales des modes de Rayleigh R de la Fig. III.6 qui présentent des composantes radiales nettement plus grandes que pour modes de galerie à échos WG . De plus, les modes de Rayleigh R sont régulièrement espacés. Les fréquences propres sont bien séparées et peuvent être identifiées sans ambiguïté jusqu'à environ 200 MHz. À l'exception des deux pics à 135 MHz et 137 MHz qui peuvent être attribués soit au premier mode longitudinal $L(0,2)$ (mode de respiration) ou soit au mode $WG(2,1)$.

*, Plus le maillage sera fin, plus le calcul sera précis, mais plus il sera exigeant en puissance de calcul, et donc long en temps.

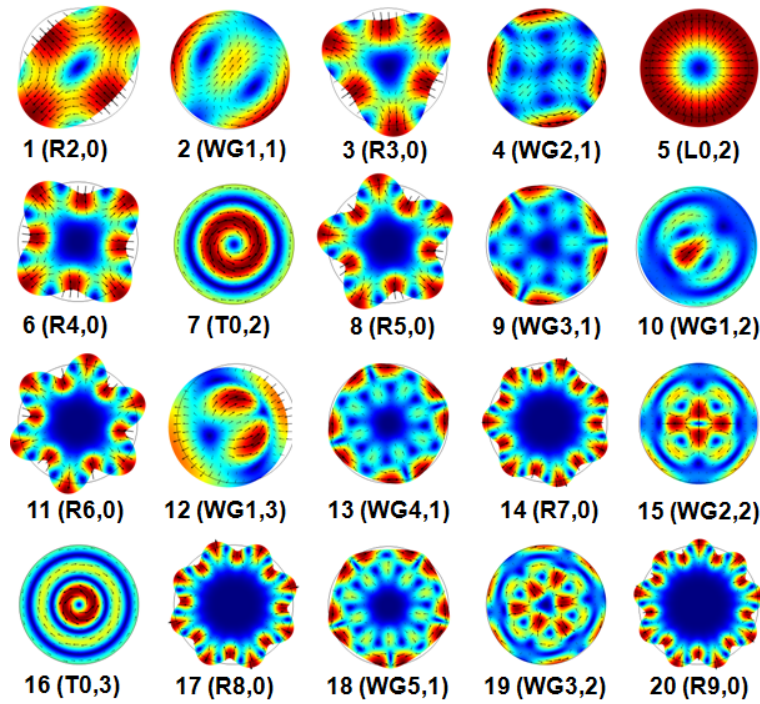


FIGURE III.6 – Les déformées modales des 20 premiers modes propres d'un fil d'aluminium, calculées en utilisant le logiciel COMSOL Multiphysics. La numérotation des modes est la même que celle du tableau III.1. La catégorie de chaque mode propre est spécifiée comme suit : Rayleigh (R), galerie à échos (WG), longitudinal (L) et torsion (T). Les modes Rayleigh (R) sont caractérisés par des composantes radiales prédominantes. Les couleurs représentent l'amplitude des déplacements : la couleur bleu foncée signifie un déplacement nul, c'est à dire les zones nodales de la déformée du mode et la couleur rouge est pour l'amplitude maximale. Les flèches indiquent à la fois la direction et l'amplitude des déplacements.

Comme le mode longitudinal $L(0,2)$ a des composantes exclusivement radiales (Fig. III.6, mode 5), le pic de fréquence le plus fort à 137 MHz correspondrait à ce mode. Le mode $WG(2,1)$ (mode 4, dans la Fig. III.6) présente de très faibles composantes radiales, donc ce mode correspondrait probablement à la raie spectrale la plus faible. Les modes de section de torsion (T) ne sont pas observés sur la Fig. III.3, ce qui était attendu compte tenu de l'absence de la composante radiale U_r .

L'identification des modes de section d'un fil d'aluminium peut être effectuée sans ambiguïté pour les 9 premières fréquences propres du tableau III.1. Parmi ces fréquences, il y a quatre modes WG , ce qui est important pour déterminer simultanément E et ν à partir du spectre avec la meilleure précision.

Ajustement des paramètres E et ν par recalage sur le spectre expérimental

	Mode	f_{exp}	f_{calc}	Δf		Mode	f_{exp}	f_{calc}	Δf
1	R2,0	70,54	70,67	-0,13	11	R6,0	204,71	204,44	0,27
2	WG1,1	86,15	86,54	-0,39	12	WG1,3	233,02	233,37	-0,35
3	R3,0	109,07	108,99	0,08	13	WG4,1	234,28	233,55	0,73
4	WG2,1	134,72	135,10	-0,38	14	R7,0	235,11	234,33	0,79
5	L0,2	136,97	136,92	0,06	15	WG2,2	241,98	240,70	1,28
6	R4,0	142,47	142,49	-0,01	16	T0,3	NA	253,17	NA
7	T0,2	NA	154,47	NA	17	R8,0	264,02	263,83	0,19
8	R5,0	173,87	173,97	-0,10	18	WG5,1	280,83	280,62	0,22
9	WG3,1	184,64	184,69	-0,05	19	WG3,2	281,62	282,05	-0,43
10	WG1,2	198,33	198,27	0,05	20	R9,0	292,70	293,09	-0,39

TABLE III.1 – Fréquences propres moyennes mesurées f_{exp} et calculées f_{calc} en MHz, dont les déformées modales apparaissent sur la Fig. III.6. La colonne à droite montre les différences : $\Delta f = f_{exp} - f_{calc}$.

Les paramètres, E et ν sont déterminés en cherchant à minimiser σ_{res} , la distance entre le vecteur des N fréquences expérimentales f_i^{exp} et le vecteur des N fréquences calculées f_i^{calc} , qui est définie la relation suivante :

$$\sigma_{res} = \sqrt{(1/N) \sum_{i=1}^N (f_i^{exp} - f_i^{calc})^2}. \quad (\text{III.5})$$

Dans le cas d'une fibre cylindrique de révolution, le calcul analytique est plus adapté pour déterminer les fréquences propres. Nous présentons ici une méthode basée sur le calcul par EF qui peut être appliquée à une fibre non circulaire. Afin de calculer rapidement les fréquences propres pour un ensemble donné des paramètres E , ν et ρ , nous déterminons d'abord les coefficients des fonctions d'interpolation polynomiale, qui déterminent les fréquences propres avec une précision suffisante. Pour un diamètre prédéterminé D_0 , chaque fonction d'interpolation peut être exprimée sous la forme d'une série de Taylor des trois variables : E , ν et ρ , au voisinage de : $E_0 = 70$ GPa et $\nu_0 = 0.33$ et $\rho_0 = 2700$ kg/m³, comme suit :

$$f_i(E, \nu, \rho) = \sum_{\alpha, \beta, \gamma} C_i^{\alpha \beta \gamma} (E - E_0)^\alpha (\nu - \nu_0)^\beta (\rho - \rho_0)^\gamma \quad (\text{III.6})$$

Une série de Taylor de second ordre est suffisante pour obtenir une prévision précise des fréquences propres, de sorte que nous avons seulement besoin de déterminer 10 coefficients pour chaque fonction d'interpolation. Les coefficients $C_i^{\alpha \beta \gamma}$ sont sélectionnées par l'inégalité $\alpha + \beta + \gamma \leq 2$ et sont déterminés par régression linéaire. Avec les 9 fonctions d'interpolation correspondant à 9 fréquences propres expérimentales, nous cherchons les paramètres (E, ν) qui minimise l'écart-type résiduel σ_{res} . Le meilleur ajustement est donc obtenu pour les paramètres suivants (le diamètre D et la densité sont fixes) : $E = 69,6 \pm 0,4$ GPa, $\nu = 0,350 \pm 0,001$ avec un écart-type résiduel d'environ $\sigma_{res} = 0,17$ MHz. La masse volumique est supposée connue *a priori* avec $\rho = 2700 \pm 75$ kg/m³. De même pour le diamètre mesuré au MEB.

Lorsque l'on utilise le jeu des paramètres E et ν pour prédire les autres fréquences

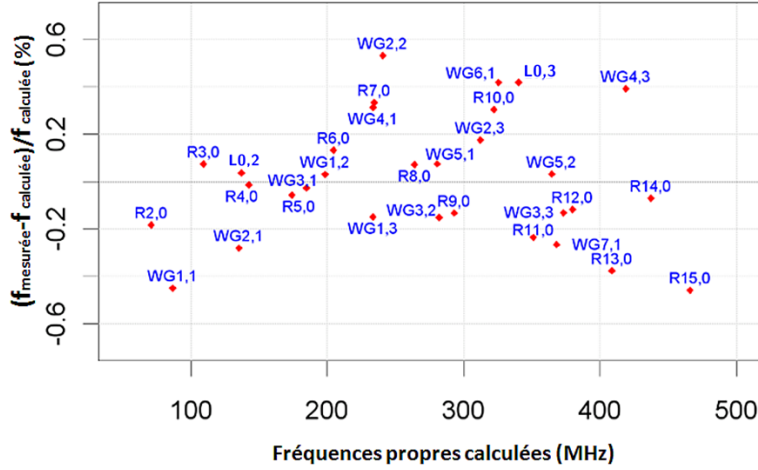


FIGURE III.7 – Résidu entre la mesure expérimentale et la simulation d'une trentaine de modes de résonances pour un fil d'aluminium de diamètre $D = 32,7\mu\text{m}$.

propres des modes, on constate qu'il existe une très bonne corrélation entre les fréquences de résonances mesurées et calculées, pour 31 modes, c'est à dire jusqu'à la fréquence du mode de Rayleigh $R(15,0)$, qui est prédite à 466 MHz et mesurée à 464 MHz. Pour toutes les fréquences propres mesurées l'erreur relative est inférieure à 0,5%, de sorte que le bon accord entre l'expérience et la théorie valide les paramètres ajustés et la pertinence de l'identification des modes de section.

Discussion

Bien que le modèle 2D (MEF-2D) ait pu expliquer la plupart des fréquences propres mesurées, il ne peut pas expliquer certaines caractéristiques observées dans le spectre expérimental de la Fig. III.3, comme la faiblesse inattendue du pic associé au « mode de respiration $L(0,2)$ » à 137 MHz.

Dans notre approche, la longueur de la ligne source est beaucoup plus grande que le diamètre de la fibre, de sorte que la propagation des ondes acoustiques guidées le long de l'axe de la fibre est négligée. Dans ces conditions, nous supposons implicitement que les vitesses de groupe des modes guidés sont nulles. Mais la longueur finie de la source acoustique permet toutefois d'exciter des modes guidés avec $|k| > 0$ dont les vitesses de groupe sont non nulles.

Afin d'évaluer la limite supérieure acceptable pour la vitesse de groupe, on prend en compte la longueur finie de la ligne de la pompe, ce qui détermine un seuil de nombre d'onde $k/(2\pi) = 1/\lambda$ dans le spectre de fréquence spatiale des modes guidés excités. Une distribution gaussienne de l'éclairement du spot de pompe (w_z diamètre gaussien selon z "Waist") détermine une distribution spectrale gaussienne sur l'axe de nombre d'onde n_c , caractérisée par une fréquence de coupure adimensionnée $n_c = D/\pi w_z = 0,21$, avec $w_z \approx 50\mu\text{m}$.

Pour déterminer si les vitesses de groupe des modes guidés excités peuvent être négligées, nous devons tenir compte de la longueur de la ligne de pompe et la durée

d'acquisition. L'approche 2D utilisée n'est valable que si la distance de propagation d'un mode guidé pendant le temps d'acquisition $T_a \approx 2 \mu\text{s}$ est faible devant la longueur de la ligne de pompe. Ainsi, les vitesses de groupe doivent être nettement inférieures à $v_g^{max} = 2w_z/T_a = 50 \text{ m s}^{-1}$, pour des fréquences spatiales de moins de $kD/(2\pi) < 0,21$. Pour pouvoir apprécier si la dernière condition est réalisée, nous montrons dans la Fig. III.7 les courbes de dispersion de 10 premiers modes guidés au voisinage de $k \approx 0$. Ces courbes de dispersion ont été calculées en utilisant les équations Eq. (18) et Eq. (19) dans la réf [215] adapté à un cylindre plein. La vitesse de groupe d'un

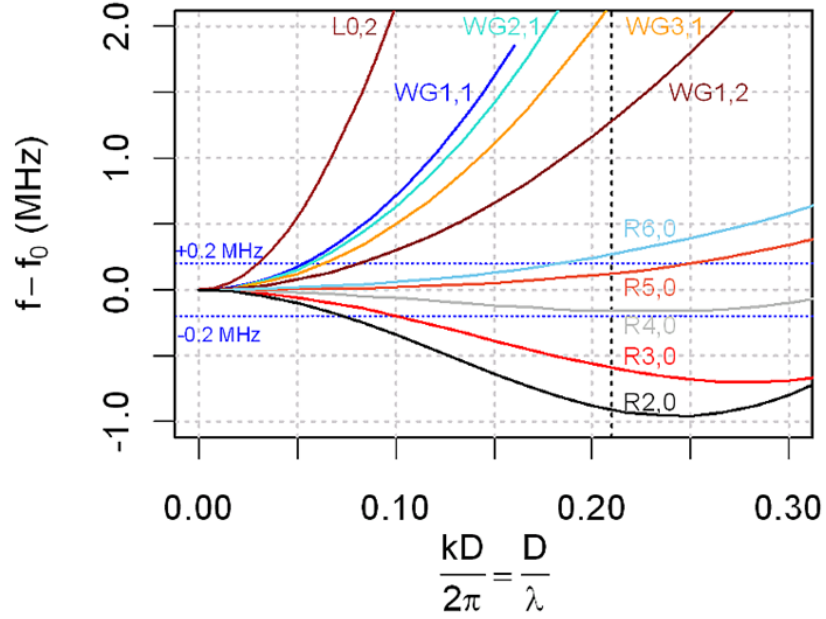


FIGURE III.8 – Les courbes de dispersion des 10 premiers modes guidés au voisinage de $k \approx 0$; mode de Rayleigh (R), mode de galerie à échos (WG) et le mode de respiration $L(0,2)$. La ligne verticale en pointillés à $n_c = 0,21$ représente la fréquence de coupure spatiale de l'excitation laser utilisée dans notre expérience.

mode guidé, pour une valeur de k donnée, peut être calculée à partir de la pente de la courbe de dispersion affichée dans la Fig. III.8 en utilisant la formule suivante : $v_g^{(m/s)} = D(\mu\text{m}) \times \text{pente} (MHz)$. Pour tous les modes de Rayleigh, à l'exception du mode $R(2,0)$, le maximum de la pente au-dessous de $n_c = 0,21$ est inférieur à 2 MHz, ce qui correspond à une vitesse de groupe maximale de 65 m s^{-1} . Ainsi, les vitesses de groupe remplissent la condition d'excitation des modes de section. En outre, au-dessous du nombre d'onde de coupure n_c , les fréquences propres sont proches de f_0 à 2 MHz près, ce qui est inférieur à l'incertitude de mesure. La figure III.8 montre que la dispersion du mode guidé $R(2,0)$ peut être négligée seulement pour des fréquences spatiales de moins de $0,08 \approx 0,38n_c$. Ainsi, l'efficacité d'excitation du mode section $R(2,0)$ doit être significativement inférieure à celle des autres modes de Rayleigh. Il est également clair dans la figure III.8 que la plus grande dispersion des modes WG est moins favorable à l'efficacité d'excitation des modes de section propres WG.

La figure III.8 montre aussi que le mode de respiration $L(0, 2)$ a la plus forte dispersion, ce qui peut s'expliquer par la faiblesse de la raie à 137 MHz. L'excitation efficace de ce mode ($L(0, 2)$) requiert donc un spot beaucoup plus long que le spot $100\mu\text{m}$ utilisé dans cette expérience.

III.3.2 Mesures sur une fibre de verre

La fibre de verre diffère essentiellement du fil d'aluminium par le fait qu'elle est totalement transparente au rayonnement laser. Par conséquent, il est impossible d'exciter des ondes ultrasonores sur une telle fibre sans utiliser un film mince métallique déposé à la surface de la fibre servant de transducteur opto-acoustique.

La fibre de verre (E-glass) étudiée a un diamètre $D \simeq 20,4\mu\text{m}$ qui est la moyenne de plusieurs mesures effectuée au MEB. Un film d'or semi-transparent est déposé sur le côté de la fibre faisant face au faisceau de pompe. Son épaisseur, inférieure à 20 nm, n'a *a priori* pas d'incidence significative sur le comportement vibratoire de la fibre. Le film d'or joue le rôle de transducteur opto-acoustique, c'est-à-dire qu'il permet l'absorption de l'énergie de l'impulsion de pompe et par conséquent le chauffage rapide (en 0,6 ns environ) du film qui est traduit en brève déformation du film ; l'impulsion de déformation se transmet à la fibre qui est excitée sur ses modes propres. Afin de favoriser l'efficacité d'excitation des modes propres de la section de la fibre de verre avec $k \approx 0$, nous avons modifié la dimension de spot elliptique de pompe par rapport à celle utilisée dans le cas du fil d'aluminium. La dimension du spot de pompe utilisée est : $2w_y \times 2w_z = 5\mu\text{m} \times 400\mu\text{m}$ (Fig. III.9 (b)). L'énergie de l'excitation utilisée sur la surface de la fibre est $E_L \approx 125\text{ nJ}$. Les vibrations de la fibre sont détectées ponctuellement à l'aide d'un faisceau sonde de diamètre gaussien $2w_y = 1,5\mu\text{m}$. Ensuite, le signal vibratoire est filtré puis enregistré à l'aide d'un oscilloscope numérique pendant $5\mu\text{s}$ et échantillonné avec une fréquence $f = 2\text{ GHz}$, ce qui permet de mesurer les fréquences jusqu'à 1 GHz avec une résolution spectrale en fréquence de l'ordre de 0,2 MHz.

La figure III.9 montre le spectre vibratoire d'une fibre unitaire de verre obtenu par le calcul de transformation de Fourier discrète (TFD) du signal temporel enregistré (voir la vignette incrustée dans la figure III.9). Les valeurs notées sur le spectre sont les fréquences des pics les plus significatifs. On détecte aussi des résonances avec des facteurs de qualité Q proches de 100. Plusieurs mesures sur des zones différentes d'un même échantillon montrent que l'amplitude de certains pics est liée aux conditions expérimentales, ceci est vrai particulièrement lorsque deux modes sont très rapprochés. En revanche, la valeur de chaque fréquence propre est parfaitement reproductible à moins de 1 MHz.

Recalage de la modélisation sur l'expérience

Les propriétés mécaniques des fibres (E-glass) sont bien connues *a priori*.

La figure III.10 montre les résultats du recalage entre les fréquences mesurées expérimentalement et les valeurs calculées numériquement dont les propriétés mécaniques sont listées dans le tableau III.2. Ensuite le diamètre D de la fibre a été

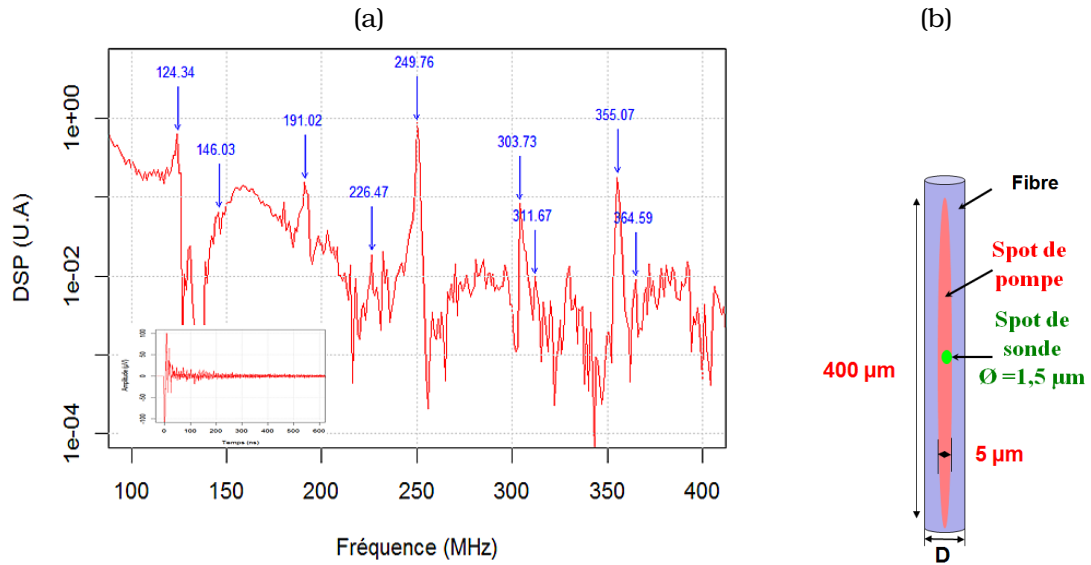


FIGURE III.9 – (a) Spectre de vibration de la section d'une fibre unitaire de verre de diamètre d'environ $D = 20,4 \mu\text{m}$. (b) Configuration de spot de pompe et de sonde à la surface de la fibre.

E (GPa)	ν	ρ (kg/m^3)
75 ± 5	$0,25 \pm 0,05$	2540 ± 50

TABLE III.2 – Paramètres mécaniques d'une fibre unitaire de verre (E-glass) [216, 217].

ajusté pour tenter de recalculer les fréquences calculées avec les fréquences expérimentales (voir tableau III.3 et Fig. III.10). Le résultat du recalage est excellent avec un diamètre $D \simeq 20,6 \pm 0,4 \mu\text{m}$ et un écart-type résiduel d'environ 0,8 MHz. L'incertitude sur le diamètre a été calculée à partir de les incertitudes sur E , ν , et ρ . Compte tenu des incertitudes de mesure, l'accord avec la valeur du diamètre D mesuré au MEB est satisfaisant.

Encore une fois, le mode longitudinal $L(0,2)$, mode de respiration, n'est pas visible sur le spectre de la figure III.10. Ceci a été interprété dans la section précédente dans le cas du fil d'aluminium. On remarque aussi l'absence du mode de torsion, ce qui était attendu compte tenu de l'absence de la composante radiale U_r . Sans ajustement des autres paramètres (E , ν et ρ), un très bon accord est obtenu entre l'expérience et la modélisation, dans le cas de la fibre de verre, dont les propriétés élastiques attendues sont isotropes (Fig. III.10 et Tableau III.3).

Les résultats expérimentaux valident l'excitation laser des modes de vibration propre d'une section de la fibre. L'étude vibratoire d'une fibre de verre démontre que la technique des ultrasons laser (USL) couplée à une modélisation des modes des vibrations par éléments finis (FEM) permet de déterminer les paramètres E et ν d'une fibre micrométrique. L'application de la technique des ultrasons laser (USL) n'est pas limitée à

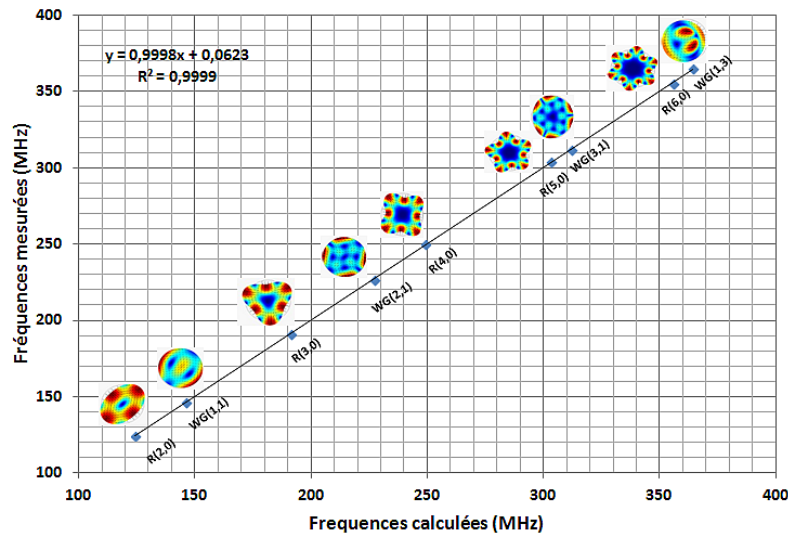


FIGURE III.10 – Corrélation entre les fréquences de résonances mesurées et calculées. Le meilleur ajustement est donné pour un diamètre de la fibre $D = (20,6 \pm 0,4) \mu\text{m}$. La déformée modale des modes propres (m, n) est représentées.

	Mode	f_{exp}	f_{calc}	Δf		Mode	f_{exp}	f_{calc}	Δf
1	R2,0	124,34	124,32	0,02	7	T0,2	NA	272,13	NA
2	WG1,1	146,03	146,09	-0,06	8	R5,0	303,73	303,19	0,54
3	L0,2	NA	189,93	NA	9	WG3,1	311,57	311,67	-0,16
4	R3,0	191,02	191,02	0,00	10	WG1,2	NA	322,96	NA
5	WG2,1	226,47	227,03	-0,56	11	R6,0	355,72	355,07	-0,65
6	R4,0	249,76	248,90	0,86	12	WG1,3	364,59	364,38	0,21

TABLE III.3 – Fréquences propres mesurées f_{exp} et calculées f_{calc} en MHz, correspondant aux déformées modales de la Fig. III.10. La colonne à droite montre les différences : $\Delta f = f_{exp} - f_{calc}$.

des fibres qui ont des propriétés élastiques isotropes. Nous voulons également démontrer l'applicabilité potentielle de la technique USL sur une fibre isotrope transverse, ce sera le cas par exemple sur la fibre de Kevlar[®] étudiée dans le paragraphe suivant.

III.3.3 Mesures sur une fibre de Kevlar[®]

Les fibres aramides sont largement utilisées pour renforcer les matériaux composites, en particulier la fibre de Kevlar[®]. Cette fibre est formée d'un matériau polymère (aramide) dont les macromolécules sont alignées avec l'axe de la fibre. Dans notre expérience, une fibre de Kevlar, d'un diamètre $D = 11,4 \pm 0,2 \mu\text{m}$ mesurée à l'aide d'un microscope électronique à balayage (Fig. III.11) est étudiée. Comme pour la fibre de verre, les fibres de Kevlar sont des matériaux transparents. Un film d'or d'épaisseur 20 nm servant de transducteur opto-acoustique est déposé sur le côté de la fibre faisant face au faisceau de pompe dans le but d'exciter les modes propres de section

(pour $k \approx 0$). Nous avons utilisé la même configuration des faisceaux pompe-sonde que celle de la fibre de verre (pour la pompe : $2w_y \times 2w_z = 5 \mu\text{m} \times 400 \mu\text{m}$ et pour la sonde $2w_y = 1,5 \mu\text{m}$). À l'aide d'un atténuateur variable, l'énergie d'impulsion est ajustée à $E_L = 25 \text{ nJ}$ pour exciter les vibrations en régime thermoélastique non-destructif. Le faisceau sonde est focalisé sur la surface de la fibre avec une puissance de $1,5 \text{ mW}$.

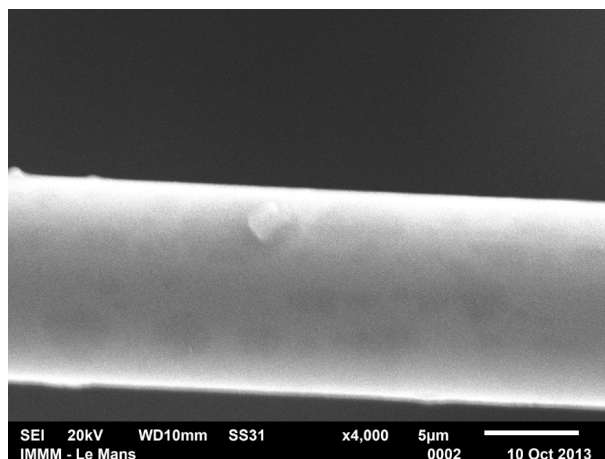


FIGURE III.11 – Image d'une fibre de Kevlar[®] de diamètre $D = 11,4 \pm 0,2 \mu\text{m}$ observée par microscopie électronique à balayage (MEB).

On enregistre le signal vibratoire durant $5 \mu\text{s}$, avec une fréquence d'échantillonnage de 2 GHz . Les vibrations ultrasonores à haute fréquence sont superposées à un lent déplacement de fibre d'environ $5 - 10 \text{ nm}$ qui est probablement induit par l'expansion brutale de l'air en contact avec la surface de la fibre chauffée, induisant ainsi le recul de la fibre. La lente dérive du signal est filtrée dans le but de faire ressortir les vibrations hautes fréquences correspondant aux vibrations de la section. La figure III.12 montre le spectre vibratoire d'une fibre unitaire de Kevlar obtenu par TFD du signal temporel (voir figurette). La résolution spectrale est de l'ordre de $0,2 \text{ MHz}$. Dans ce spectre, les fréquences de résonances sont extraites à l'aide de la méthode de Matrix-Pencil [148,218] (voir Annexe C). L'amplitude des pics des fréquences peut varier d'une mesure à l'autre mais les positions des fréquences propres sont reproductibles à moins de 1 MHz .

Identification des modes

La fibre de Kevlar est considérée comme un cylindre faiblement elliptique de longueur infinie et nous nous concentrons sur les modes de vibration de la section ($k = 0$). Compte tenu de cette hypothèse, nous avons modélisé par éléments finis en 2D les vibrations de la section de la fibre de Kevlar[®], de diamètre D , et de densité ρ (voir la table III.4). Les propriétés élastiques de la section de la fibre sont caractérisées ainsi par deux constantes élastiques indépendantes C_{11} et C_{66} . En effet, les modes propres de la section de la fibre sont déterminés par la matrice d'élasticité C_{ij} . L'identification des modes de section a été réalisée par la comparaison des fréquences expérimentales

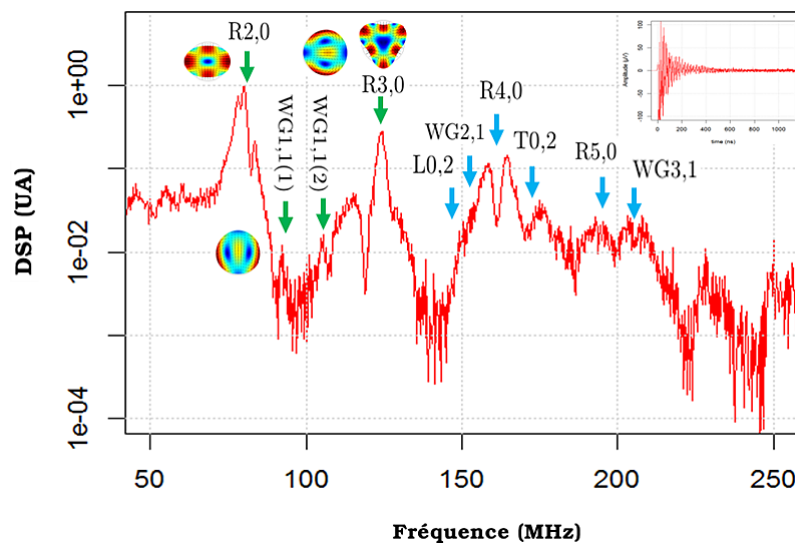


FIGURE III.12 – Spectre vibratoire des fréquences des résonances de la section d'une fibre de Kevlar[®] d'un diamètre de 11,4 µm. Les flèches pointent sur les fréquences théoriques déterminées par simulation.

Fibre	D^a (µm)	ρ (kg/m ³)
Kevlar [®]	11.4 ± 02	1450 ± 10 [219]

TABLE III.4 – Paramètres obtenus pour la fibre de Kevlar[®] étudiée : diamètre moyen D , masse volumique ρ .

a . Il s'agit d'un diamètre moyen mesuré par MEB.

avec celles déterminées par éléments finis en tenant compte de la déformée modale de chaque mode de vibration (voir tableau III.5). Seulement les trois premiers modes propres sont identifiés sans ambiguïté : le mode $WG(1, 1)$, le mode $R(2, 0)$ et le mode $R(3, 0)$. Comme les modes de Rayleigh sont caractérisés par de fortes composantes radiales à la surface, on attribue les deux premiers pics de fortes amplitudes, aux modes $R(2, 0)$ et $R(3, 0)$. Nous pouvons remarquer dans la figure III.12 que le premier mode de Rayleigh $R(2, 0)$ est composé de trois pics, qui sont dus probablement au fait que le diamètre de la fibre n'est peut être pas constant sur toute la longueur de spot de la pompe. De plus, on observe qu'entre le mode $R(2, 0)$ et $R(3, 0)$, le mode $WG(1, 1)$ qui est attendu, apparaît dédoublé sur l'ensemble des mesures qui ont été réalisées. Suite à l'étude qui a été réalisée au chapitre II, il est raisonnable de penser que ce dédoublement est dû à la levée de dégénérescence du doublet $WG(1, 1)$ dû à une faible ellipticité de la section. Concernant les autres modes, cette étude a montré que la levée de dégénérescence est négligeable.

Pour déterminer le pourcentage d'ellipticité $e = \frac{a-b}{a+b}$ de la fibre de Kevlar, nous avons déterminé les fréquences propres du premier mode $WG(1, 1)$ qui est le plus sensible à l'ellipticité de la section. Les fréquences propres des modes de section ont été cal-

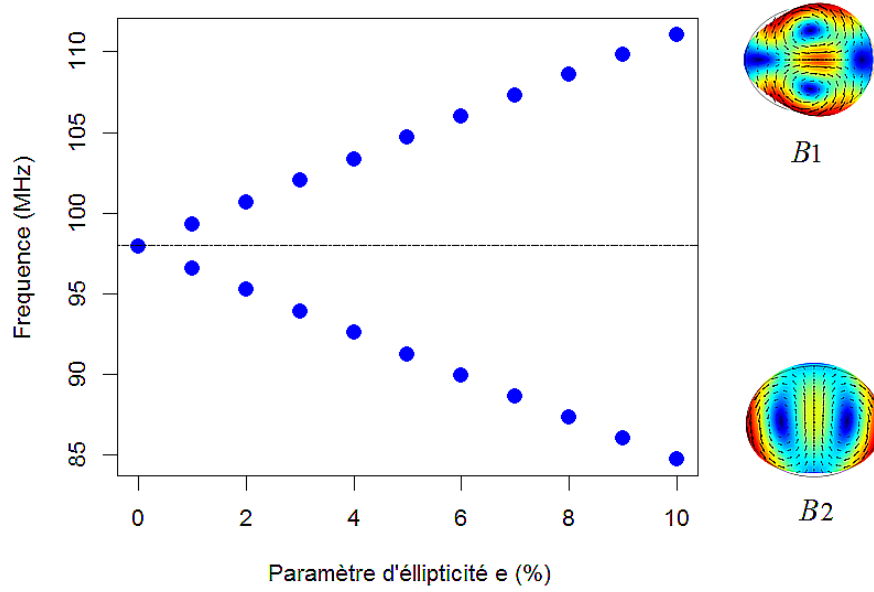


FIGURE III.13 – Levée de dégénérescence pour le premier mode de galerie à échos $WG(1,1)$ induite par un léger défaut de circularité de la section de la fibre de Kevlar.

culées pour les différents pourcentages d'ellipticité qui varient entre 0% à 10% (Fig. III.13). D'autre part, on observe sur le spectre (Fig. III.12) que la différence entre les fréquences du doublet $WG(1,1)$ est $\delta f = WG(1,1)^{B_2} - WG(1,1)^{B_1} \approx 11$ MHz. On constate sur la figure III.13 que la courbe de levée dégénérescence croît linéairement avec le paramètre d'ellipticité e et que la moyenne de ces deux fréquences est presque indépendante de e . Il est alors apparu évident d'après la figure III.13 que l'écart entre les deux fréquences du mode $WG(1,1)$ correspond à un paramètre d'ellipticité de l'ordre de 4%. Les modes de torsion T ne sont pas détectés dans le cas d'une section parfaitement circulaire à cause de l'absence de la composante radiale ($U_r = 0$), mais il est possible de détecter ces modes lorsque la section de la fibre s'éloigne d'une section circulaire. Ceci est dû à l'apparition des déplacements radiaux sur la surface (Fig. III.14 mode 7). On observe par exemple sur le spectre III.12 l'apparition du mode de quasi-torsion $T(0,2)$. Pour les fréquences inférieures à 150 MHz, le spectre vibratoire (Fig. III.12) est en bon accord avec le calcul. Tandis que pour les fréquences au-dessus de 150 MHz, on observe un désaccord entre les résultats expérimentaux et la simulation (Fig. III.12).

On remarque d'après le tableau III.5 que l'écart Δf entre f_{exp} et f_{calc} pour les modes $WG(2,1)$, $R(4,0)$ et $R(5,0)$, est de l'ordre de 4 MHz. Ce décalage des fréquences est clairement visible sur le spectre vibratoire (Fig. III.12). Cela pourrait être interprété par une inhomogénéité des propriétés élastiques le long de la direction radiale. Cette hypothèse est corroborée par une étude montrant que les fibres de Kevlar ont une micro-structure peau/cœur (*skin/core en anglais*) (voir figure III.15) [46, 220].

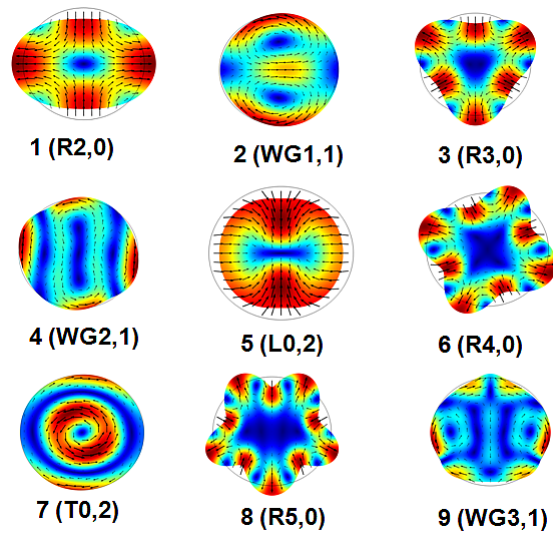


FIGURE III.14 – Les déformées modales des 9 premiers modes propres d'une fibre de Kevlar légèrement elliptique calculées en utilisant COMSOL Multiphysics.

	Mode	$f_{exp} \pm \sigma$	f_{calc}	Δf		Mode	$f_{exp} \pm \sigma$	f_{calc}	Δf
1	R2,0 (1)	77.9 ± 0.1	NA	NA	7	L0,2	148.9 ± 0.8	148.4	0.5
2	R2,0 (2)	80.5 ± 0.1	80.5	0	8	WG2,1	157.4 ± 0.2	153.8	3.6
3	R2,0 (3)	84 ± 0.4	NA	NA	9	R4,0	165 ± 0.4	162.5	3
4	WG1,1(1)	92.3 ± 0.1	92.5	-0.2	10	T0,2	178 ± 0.8	178	0
5	WG1,1(2)	103.6 ± 0.3	103.3	0.3	11	R5,0	193.8 ± 0.8	196.9	-3.1
6	R3,0	124.1 ± 0.2	124.1	0	12	WG3,1	208.1 ± 0.9	208.5	-0.4

TABLE III.5 – Fréquences propres moyennes mesurées f_{exp} et calculées f_{calc} de la fibre Kevlar (MHz), dont les déformées modales apparaissent sur la Fig.III.14. L'incertitude σ est l'écart type des fréquences obtenues par Matrix-Pencil sur un ensemble de spectres.

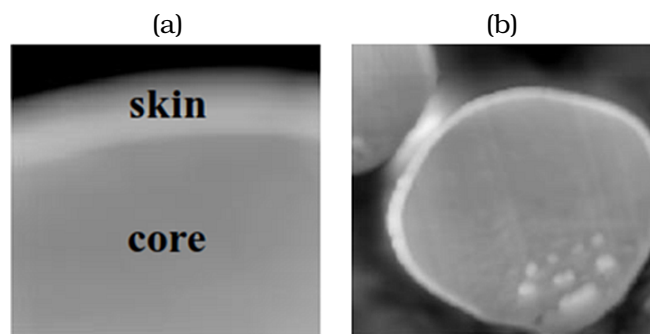


FIGURE III.15 – Images d'une fibre de Kevlar[®] observées par microscope à force inertielle (IFM) : (a) structure skin/core de la fibre, (b) section de la fibre d'après [220].

Méthode utilisée pour l'évaluation des constantes élastiques C_{11} et C_{66}

Pour évaluer les constantes élastiques C_{11} et C_{66} de la fibre, nous avons utilisé un réseau des courbes iso-fréquences pour les trois premiers modes propres qui ont été identifiés sans ambiguïté (Fig. III.16). Les fréquences propres ont été calculées en utilisant la solution analytique de I. Mirsky [221]. La carte des fréquences montre que C_{11} a une faible influence sur la fréquence du mode $R(2,0)$ et $R(3,0)$. Tandis que pour le mode $WG(1,1)$, C_{11} et C_{66} ont tous les deux une influence sur les fréquences de ce mode. Le meilleur accord entre l'expérience et le calcul (point d'intersection) donne les paramètres suivantes (Fig. III.17) : $C_{11} = 8.8 \pm 0,2$ GPa et $C_{66} = 2.18 \pm 0,01$ GPa. Ces paramètres obtenus sont en accord avec ceux qui sont déterminés par la méthode de nanoindentation (voir Tab. III.6).

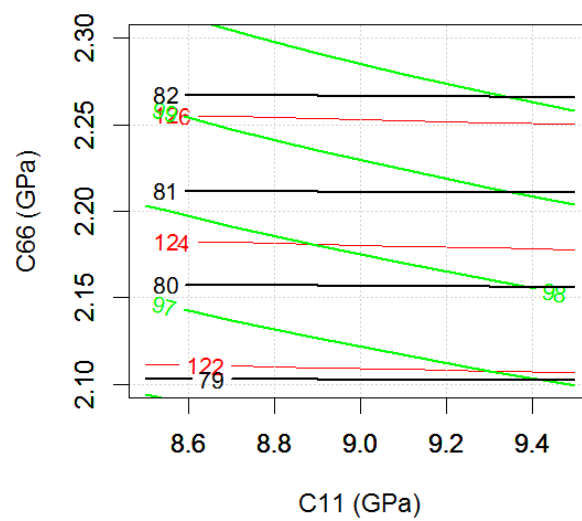


FIGURE III.16 – Courbes isofréquences des trois premiers modes propres : mode $WG(1,1)$ (les lignes en vert), mode $R(2,0)$ (les lignes en noir) et le mode $R(3,0)$ (les lignes en rouge) d'une fibre de Kevlar en fonction des deux constantes élastiques C_{11} et C_{66} .

Constantes élastiques C_{ij} (GPa)	Paramètres mesurés par L-RUS	Paramètres mesurés par nanoindentation [1]
C_{11}	$8,8 \pm 0,2$	$10,2 \pm 2,5$
$C_{66} = \frac{C_{11}-C_{12}}{2}$	$2,18 \pm 0,01$	$3,0 \pm 2$
C_{13}	-	$9,0 \pm 4$
C_{33}	-	$34,0 \pm 6$
$C_{44} = C_{55} = G_{31}$	-	16,2

TABLE III.6 – Comparaison des paramètres déterminés par la méthode L-RUS avec les résultats des paramètres mesurés par la méthode de nanoindentation [46] d'une fibre de Kevlar.

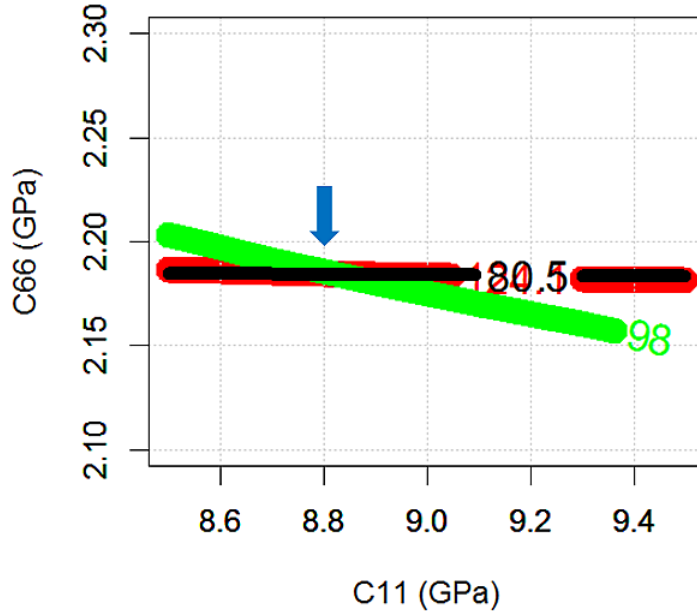


FIGURE III.17 – Intersection des courbes isofréquences de trois premiers modes (flèche bleue) : $WG(1,1)$ (ligne en vert), $R(2,0)$ (ligne en noir), et $R(3,0)$ (ligne en rouge). Les fréquences utilisées sont les fréquences déterminées expérimentalement sur le spectre vibratoire : $f^{WG(1,1)} = 98 \pm 0,2$ MHz, $f^{R(2,0)} = 80,5 \pm 0,1$ MHz, $f^{R(3,0)} = 124,1 \pm 0,2$ MHz. La fréquence $f^{WG(1,1)} = 98 \pm 0,2$ MHz du mode $WG(1,1)$ correspond à la moyenne du doublet de fréquences. L'épaisseur des lignes représente les incertitudes sur les fréquences.

Les constantes élastiques C_{ij} données par la méthode de nano-indentation (voir Tab. III.6) ont été déterminées par les relations suivantes [46] :

$$C_{11} = \frac{E_T(1 - \frac{E_T}{E_L}\nu_{31}^2)}{\Delta}, C_{12} = \frac{(\nu_{12} + \frac{E_T}{E_L}\nu_{31}^2)E_T}{\Delta}, C_{13} = \frac{(\nu_{31} + \nu_{31}\nu_{12})E_T}{\Delta}, C_{33} = \frac{E_T(1 - \nu_{12}^2)}{\Delta} \quad (\text{III.7})$$

où $\Delta = 1 - 2\frac{E_T}{E_L}\nu_{31}^2 - \nu_{12}^2 - 2\frac{E_T}{E_L}\nu_{31}^2\nu_{12}$, avec $\nu_{31} = 0,62$, $\nu_{12} = 0,24$, $E_T = 7,4 \pm 1,0$ GPa [46], $E_L = 22,9 \pm 0,8$ GPa [46].

On remarque que pour évaluer les constantes élastiques d'une fibre de Kevlar par la méthode de nano-indentation [46], on doit donner une estimation préalable des coefficients de Poisson ν_{31} et ν_{12} . Tandis qu'à l'aide de la Méthode L-RUS, on détermine directement et indépendamment les constantes élastiques, ce qui montre la potentialité de la méthode en terme de précision. La mesure des autres coefficients d'élasticité ne pas encore été effectuée mais devrait se faire via l'analyse de la propagation des modes guidés présentés dans le prochain paragraphe.

III.4 Propagation d'ondes guidées dans une fibre

La méthode d'ultrasons laser (USL) des modes de section qui a été utilisée dans la première partie de ce chapitre ne permet pas d'accéder à l'ensemble des constantes élastiques d'une fibre isotrope transverse. Pour cette raison, nous proposons d'étudier la propagation des ondes guidées le long de l'axe d'une fibre micrométrique qui ne dépend pas seulement des constantes C_{11} et $C_{66} = (C_{11} - C_{12})/2$ mais aussi des autres constantes élastiques. Pour déterminer l'ensemble des constantes élastiques, il est donc indispensable de déterminer les relations de dispersion $\omega(k)$ d'un nombre suffisant de modes μ , pour des valeurs de k suffisamment éloignées de $k = 0$. Pour étudier en pratique ces ondes guidées, le cylindre doit avoir une longueur $L \gg D$.

Les fibres micrométriques utilisées dans les matériaux composites ont des longueurs de plusieurs centimètres et leur diamètre est relativement constant sur une longueur de plus d'un millimètre, ce qui leur donne une géométrie proche de la géométrie cylindrique idéale requise pour ce type d'étude.

Nous présentons dans ce paragraphe le principe de la méthode expérimentale utilisée pour déterminer les courbes de dispersion d'une fibre. La démonstration de faisabilité est réalisée sur un fil d'aluminium qui a la géométrie d'un cylindre de révolution et qui possède des propriétés élastiques isotropes. Enfin, nous décrivons les conditions expérimentales des mesures et nous montrons les courbes de dispersion expérimentales obtenues en les comparant aux courbes calculées.

III.4.1 Méthode expérimentale

Description du dispositif optique d'excitation et détection

Pour mettre en œuvre cette nouvelle stratégie expérimentale nous reprenons le fil d'aluminium de diamètre $D = 32,7 \pm 0,2 \mu\text{m}$, qui nous a déjà servi de fibre étalon pour l'étude des vibrations de la section (Fig. III.2). L'uniformité de son diamètre sur une longueur de l'ordre de 1 mm, fait de ce fil d'aluminium un échantillon-test idéal pour mettre en évidence la propagation des ondes acoustiques guidées le long d'une fibre micrométrique. L'homogénéité des propriétés ainsi que l'invariance de la géométrie de la section le long de sa génératrice font que le fil d'aluminium est un bon candidat pour la démonstration de faisabilité du dispositif expérimental schématisé sur la figure III.18.

Le schéma de principe de détermination expérimentale des courbes de dispersion est donné sur la figure III.18 [41]. L'échantillon est monté sur une rondelle métallique de 1 cm de diamètre (Fig. III.1). Dans notre expérience [40, 41], l'excitation des vibrations de la fibre est réalisée au moyen d'un laser impulsif à la longueur d'onde de 1064 nm (laser de pompe) délivrant, à une cadence 4 kHz et des impulsions optiques de durée 0,6 ns. Une énergie d'impulsion de 100 nJ est utilisée pour exciter les vibrations de la fibre en régime thermoélastique. Au moyen d'une lentille cylindrique convergente (LC) ($f = 700 \text{ mm}$) placée dans le chemin optique du faisceau de pompe, le faisceau de pompe est focalisé sur la surface de la fibre pour donner un spot gaussien à $1/e^2$ de la forme elliptique de dimension $2w_y \times 2w_z$, où le grand axe de l'ellipse est aligné avec l'axe de fibre. La configuration dimensionnelle de la source d'excitation $2w_y \times 2w_z$ dépend toujours du diamètre de la fibre testée. La géométrie de la zone d'excitation

(spot de pompe) le long de l'axe de la fibre détermine l'étendue spectrale d'excitation des modes guidés, à la fois dans le domaine fréquentiel ω et le domaine des vecteurs d'onde k . Si le faisceau laser focalisé sur le cylindre forme un long spot elliptique aligné le long de l'axe ($\frac{w_z}{D} \gg 1$), alors on favorise l'excitation de modes de fréquences élevées tout en limitant l'étendue spectrale dans le domaine k . En revanche, pour favoriser l'excitation des modes guidés pour des valeurs de k suffisamment éloignées de $k = 0$, il faut que $\frac{w_z}{D} \gtrsim 3$. La longueur $2w_z$ du spot de pompe détermine l'étendue spectrale sur l'axe k des modes guidés qui sont effectivement excités, caractérisée par une fréquence de coupure $\tilde{k}_c = \frac{D}{\pi w_z}$. Comme les ondes acoustiques sont générées par le chauffage brutal d'une impulsion laser courte ($t = 0,6$ ns) focalisée sur la surface de la fibre [40], un grand nombre de modes acoustiques guidés sont excités simultanément et se propagent le long de l'axe du cylindre dans les deux sens. Le vecteur champ de déplacements résultant de l'excitation impulsionnelle se décompose sur la base des modes guidés d'un cylindre de section arbitraire, ce qui s'exprime par la relation :

$$\mathbf{U}(x, y, z, t) = \sum_{\mu=1}^M \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{\mathbf{U}}_{\mu}(x, y, k) \exp\{i(\omega_{\mu}(k)t - kz)\} dk + c.c. \quad (\text{III.8})$$

$\tilde{\mathbf{U}}_{\mu}(x, y, k)$ représente la déformée modale (vectorielle) de la section du cylindre pour le mode guidé μ , de vecteur d'onde k . En pratique, le nombre de modes excités est limité, d'où la borne M apparaissant dans l'Eq. III.8.

Les modes acoustiques guidés sont détectés, à une distance z du spot de pompe, en mesurant les déplacements radiaux $U(z, t) = U_r$ en fonction du temps t , à l'aide du faisceau de sonde d'un interféromètre de Michelson homodyne stabilisé [40] centré au point z de la surface de la fibre. Le signal vibratoire mesurable $U(z, t)$ résultant de la superposition de plusieurs modes guidés peut être exprimé comme suit :

$$U(z, t) = \sum_{\mu=1}^M \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{U}_{\mu}(k) \exp\{i(\omega_{\mu}(k)t - kz)\} dk + c.c. \quad (\text{III.9})$$

où $\tilde{U}_{\mu}(k)$ représente l'amplitude de vibration d'un mode μ .

Ce signal vibratoire peut être mesuré en fonction de z en translatant une sonde optique le long d'une génératrice du cylindre par rapport à la zone d'excitation. Toutefois, pour des raisons pratiques, nous choisissons de maintenir fixe le spot de sonde et de translater la zone d'excitation relativement à la position fixe de la sonde. En raison de la symétrie de translation du cylindre, il n'y a pas de différence entre les deux méthodes. Pour translater le spot de pompe sur l'axe de la fibre, nous changeons l'orientation du miroir dichroïque ($T \simeq 100\%$ à 532 nm et $R \simeq 100\%$ à 1064 nm avec basculement vertical (Fig. III.18(a) et (b)). Avec ce dispositif, il est possible de translater le spot de pompe de $\pm 500 \mu\text{m}$ selon l'axe z de la fibre par rapport au spot de sonde fixe (Fig. III.18(b)). Le laser pompe et le laser de sonde continu (CW) avec une longueur d'onde 532 nm et une puissance de 2 mW sont focalisés par la même lentille asphérique (LA) ($\times 20$, $ON = 0,5$ et $f = 8$ mm). Le spot de sonde est focalisé sur la surface de la fibre pour former un spot gaussien de rayon w_y (rayon du Waist).

Les signaux temporels de vibration $U(z_i, t)$ sont enregistrés avec un pas d'échantillonnage $\Delta z \approx 50 \mu\text{m}$. Le pas d'échantillonnage Δz détermine le vecteur d'onde de

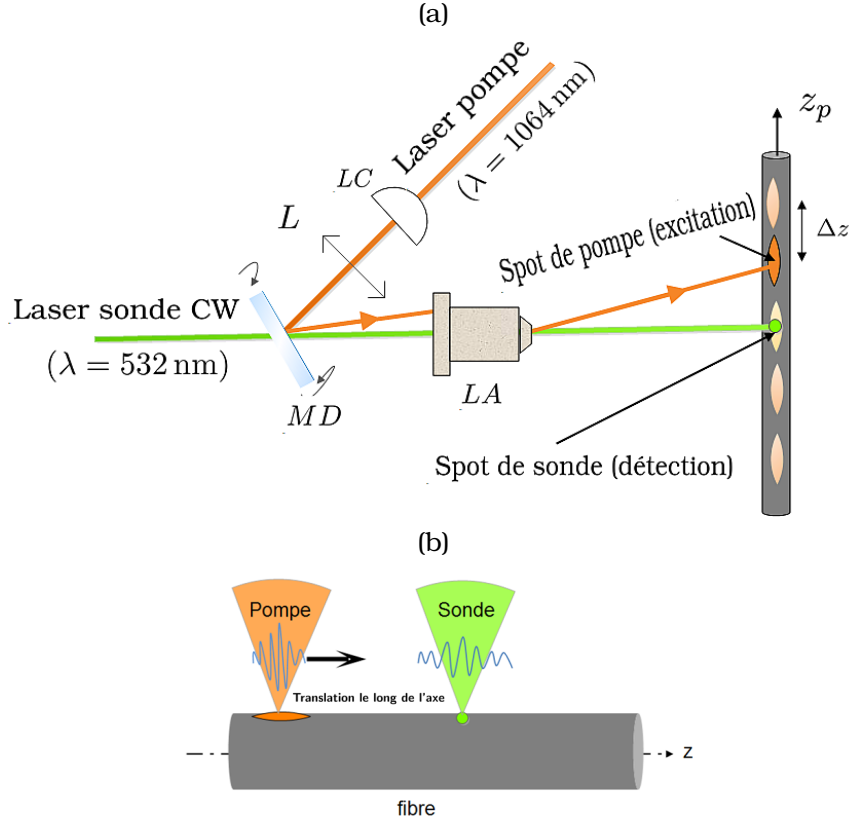


FIGURE III.18 – (a) Schéma du dispositif expérimental. LC : lentille cylindrique ($f = 700 \text{ mm}$), L : lentille convergente ($f = 400 \text{ mm}$), MD : miroir dichroïque et LA : lentille asphérique ($\times 20 f = 8 \text{ mm}$); (b) Zoom sur la translation de spot de pompe par rapport au spot de sonde fixe.

coupure adimensionné $\tilde{k}_{max} = \frac{D}{2\Delta z}$. Pour chaque position z_i , le signal vibratoire détecté est filtré et enregistré par un oscilloscope numérique dont la bande passante est de 3 GHz. Chaque signal est enregistré pendant $5 \mu\text{s}$ et échantillonné avec une fréquence $f_e = 2 \text{ GHz}$, ce qui permet de mesurer les fréquences jusqu'à 1 GHz avec une résolution spectrale de 0,2 MHz. Les fréquences situées au delà de 1 GHz sont filtrées par le photodétecteur de bande passante 1 GHz (New Focus 1601). Les limites de la fibre sont éloignées de quelques millimètre de la zone de mesure, de sorte que l'on n'observe pas le retour des échos dûs à la réflexion aux limites de la fibre pendant le temps d'acquisition, ceci à cause de la faiblesse des vitesses de groupe.

Dans notre expérience, le spot de sonde a un diamètre gaussien à $1/e^2$ de $2w_0 = 1,5 \mu\text{m}$ (Fig. III.19) à la surface de la fibre d'aluminium. Le spot de pompe utilisé a les dimensions $2w_y \times 2w_z = 5 \mu\text{m} \times 72 \mu\text{m}$ (Fig. III.19). Une distribution gaussienne de l'éclairement du spot de pompe détermine une distribution spectrale gaussienne sur l'axe k , caractérisée par une fréquence de coupure $\tilde{k}_c = \frac{D}{\pi w_z} \approx 0,3$ [40]. Cette valeur est choisie *a priori* pour favoriser l'excitation de modes de longueurs d'onde $\lambda \geq 3D$, qui ont une

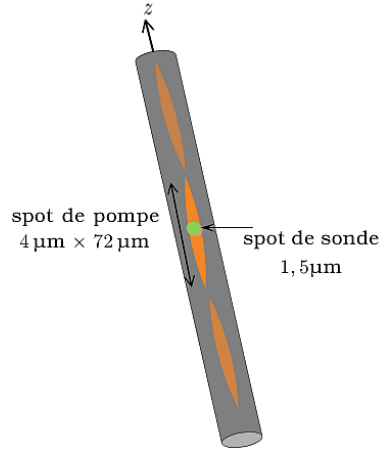


FIGURE III.19 – Configuration des faisceau optiques (pompe-sonde) sur un fil d'aluminium de diamètre $D = (32,7 \pm 0,2) \mu\text{m}$.

vitesse de groupe faible.

Le pas d'échantillonnage Δz détermine le vecteur d'onde de coupure adimensionné $\tilde{k}_{max} = \frac{D}{2\Delta z} \simeq 0,3$. La résolution spectrale est déterminée par la fenêtre spatiale de l'échantillonnage qui est de 1 mm, ce qui donne une résolution $\Delta\tilde{k} \simeq 0,03$.

III.4.2 Analyses des données expérimentales

La figure III.20 illustre le signal temporel du déplacement mesuré en fonction de la position z du faisceau pompe par rapport au faisceau de la sonde. A partir d'une série de signaux temporels, enregistrés pour chaque position spatiale, une fonction $U(z, t)$ dépendant du temps et de l'espace est constituée. Nous pouvons réécrire l'équation

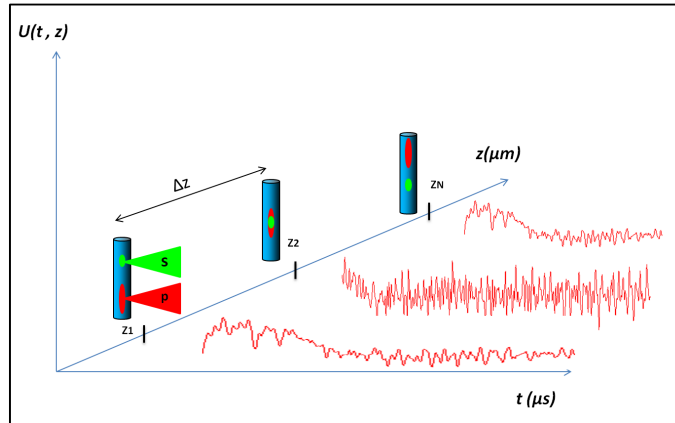


FIGURE III.20 – Signal de déplacement en fonction de la position z de pompe/sonde.

III.9 sous la forme d'une double intégrale de Fourier :

$$U_r(z, t) \approx \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{U}(k, \omega) \exp\{i(\omega t - kz)\} dk d\omega + c.c. \quad (\text{III.10})$$

où la fonction de densité $\tilde{U}(k, \omega)$ est approximativement la transformée de Fourier de $U_r(z, t)$. La propagation d'un mode guidé (μ, k) le long de l'axe du cylindre est déterminée par la relation de dispersion $\omega_\mu(k) = \omega'_\mu(k) + i\omega''_\mu(k)$ où la pulsation est considérée comme un nombre complexe incluant l'amortissement du mode. La pulsation $\omega'_\mu(k)$ détermine à la fois la vitesse de phase $v_\mu^\varphi(k) = \frac{\omega'_\mu(k)}{k}$ et la vitesse de groupe $v_\mu^g(k) = \frac{d\omega'_\mu(k)}{dk}$. L'amortissement est déterminé par l'importance relative de la partie imaginaire $\omega''_\mu(k)$. Le temps caractéristique d'amortissement du mode guidé est $\tau_\mu(k) = \frac{1}{\omega''_\mu(k)}$. Nous supposons que l'amortissement est suffisamment faible, ce qui se traduit par $\omega''_\mu(k) \ll \omega'_\mu(k)$, de sorte que $\omega_\mu(k)$ peut être considéré en première approximation comme un nombre réel. La fonction $\tilde{U}(k, \omega)$ a une amplitude significative seulement aux points du domaine (k, ω) où une relation $\omega_\mu(k)$ est vérifiée. En appliquant la transformée de Fourier sur les données spatio-temporelles $U_r(z, t)$, on a accès au module de l'amplitude $|\tilde{U}(k, \omega)|$ dans le domaine (k, ω) , ce qui permet de mettre en évidence pour chaque valeur de k , les fréquences qui sont effectivement excitées, et par conséquent d'obtenir les relations de dispersion $\omega_\mu(k)$. Comme la fonction $\tilde{U}(k, \omega)$ est définie dans le domaine réel (k, ω) , les courbes de dispersion peuvent être affichées en traçant l'image de $|\tilde{U}(k, \omega)|$.

Une méthode alternative, qui conduit aux relations de dispersion, consiste à appliquer dans un premier temps la transformation de Fourier rapide (FFT) sur $U(z, t)$ par rapport à la variable d'espace z , ce qui donne, d'après l'Eq. III.9 :

$$\hat{U}(k, t) = TF_z[U(z, t)] = \sum_{\mu=1}^M \tilde{U}_\mu(k) \exp[i\omega_\mu(k)t] + c.c. \quad (\text{III.11})$$

Il est alors possible d'obtenir, pour chaque valeur de k , l'ensemble des pulsations complexes $\omega_\mu(k) = \omega'_\mu(k) + i\omega''_\mu(k)$ ainsi que les amplitudes $\tilde{U}_\mu(k)$ de l'Eq. III.11 en utilisant la méthode du « faisceau de matrice » (ou Matrix-Pencil) [148, 218, 222] (voir Annexe C). Cette dernière méthode a l'avantage de fournir à la fois la relation de dispersion $\omega'_\mu(k)$ et la composante $\omega''_\mu(k)$ qui détermine l'amortissement de chaque mode guidé.

III.4.3 Courbe de dispersion des modes guidés

La figure III.21, montre une image en niveaux de gris de l'amplitude $|\tilde{U}(\tilde{k}, \omega/2\pi)|$ calculée à partir du signal vibratoire $U(z, t)$ échantillonné. Les dimensions des pixels de l'image sont directement liés à l'échantillonnage temporel et spatial de $U(z, t)$. Dans cette représentation en niveaux de gris, l'amplitude nulle est représentée par des pixels blancs tandis que les pixels noirs sont ceux où $|\tilde{U}(\tilde{k}, \omega/2\pi)|$ est maximal. Les lignes sombres correspondent ainsi aux courbes de dispersion des modes guidés qui sont effectivement excités par l'impulsion laser. Ce résultat expérimental est comparé à celui des courbes de dispersion calculées d'après la solution analytique de I. Mirsky [186] (voir chapitre II.4.4) qui est valable pour les matériaux isotropes transverses. La comparaison entre les Fig. III.21 et Fig. II.10 pour $\tilde{k} < 0, 3$ montre clairement que les modes

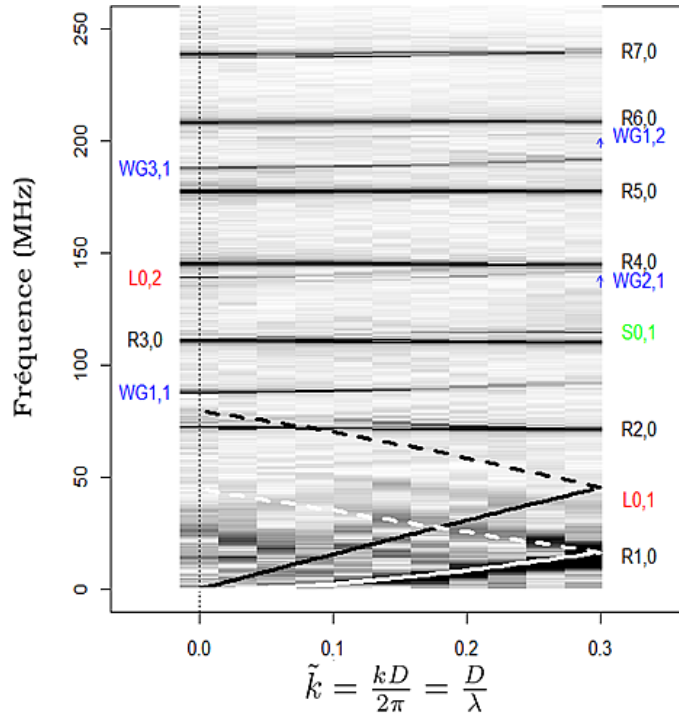


FIGURE III.21 – Image en niveaux de gris de $|\tilde{U}(\tilde{k}, \omega/2\pi)|$ montrant les courbes de dispersion des modes guidés qui ont été excités dans un fil d'aluminium de diamètre $D = 32.7 \mu\text{m}$. Les courbes de dispersion calculées pour les modes $R(1, 0)$ (en trait plein blanc) et $L(0, 1)$ (en tiret plein noir) sont superposées. Les lignes en tiret sont la partie repliée des courbes de dispersion.

de Rayleigh guidés R ont les amplitudes les plus fortes. Les modes de galerie à échos WG sont observables mais d'amplitude plus faible. On remarque la présence d'un repliement de spectre pour quelques modes, qui est dû à un sous-échantillonnage en z de la fonction $U(z, t)$. Cela est clairement visible pour les modes $R(1, 0)$, $L(0, 1)$, $R(2, 0)$ et $WG(3, 1)$. Ces modes peuvent donc être excités au-delà de $\tilde{k} = 0, 3$.

La figure III.21 permet de comparer la théorie et l'expérience pour les modes $R(1, 0)$ et $L(0, 1)$. Les courbes de dispersion calculées sont tracées respectivement en traits pleins noirs et blancs. Les lignes en tiret sont la partie repliée des courbes de dispersion. L'accord entre la courbe calculée et l'expérience pour le mode $R(1, 0)$ est remarquable. Concernant le mode $L(0, 1)$ on peut noter un désaccord significatif entre le calcul et l'expérience. Le mode de cisaillement axial $S(0, 1)$ n'est pas visible sur la figure III.21 pour $\tilde{k} < 0, 1$ mais apparaît clairement pour $\tilde{k} > 0, 2$. Cela peut s'interpréter par une composante radiale U_r qui devient significative lorsque $|\tilde{k}|$ augmente (voir chapitre II). Les modes de section de torsion (T) ne sont pas observés, ce qui était attendu compte tenu de l'absence de la composante radiale U_r . Le mode $R(1, 0)$ est visible pour $\tilde{k} > 0, 15$ dans la figure III.21, ce qui montre un bon accord entre les courbes de dispersion calculées et expérimentales.

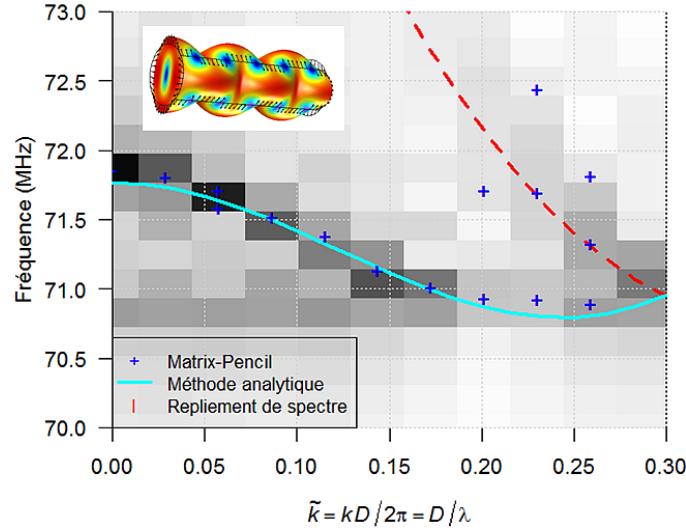


FIGURE III.22 – La courbe de dispersion calculée analytiquement (trait continu) du mode de Rayleigh $R(2,0)$ superposé sur l'image de $|\tilde{U}(\tilde{k}, \omega/2\pi)|$. Les croix (en bleu) représente les fréquences expérimentales calculées par la méthode de « Matrix-Pencil ». La partie repliement de la courbe de dispersion calculée est en traits pointillés (en rouge). L'imagette de la déformée modale du mode $R(2,0)$ est insérée.

Un zoom sur certaines zones de la figure III.21 a été effectué dans le but de mieux comparer les courbes de dispersion calculées avec l'image de $|\tilde{U}(\tilde{k}, \omega/2\pi)|$. La figure III.22 montre la courbe de dispersion calculée et expérimentale du mode $R(2,0)$, incluant la partie de repliement de spectre (les lignes en tiret). L'accord entre l'expérience et le calcul est satisfaisant jusqu'à $\tilde{k} = \frac{D}{\lambda} \approx 0,4$, en tenant compte de la partie repliée du spectre (courbe en tiret rouge). Nous avons utilisé la méthode de « Matrix-Pencil » (MP) [148, 218] pour déterminer les fréquences des modes pour les valeurs de k correspondant aux valeurs discrètes de l'image. Les fréquences calculées par la méthode MP sont proches des fréquences théoriques à moins de 0,1 MHz pour $\tilde{k} < 0,3$ (l'écart relatif est inférieur à 0,1%). Cette méthode donne une valeur de la fréquence $f_\mu(k)$ avec une précision meilleure que la résolution spectrale de l'image sur l'axe des fréquences. De plus, la méthode de « MP donne une valeur complexe de $\omega_\mu(k)$ qui permet d'évaluer le temps d'amortissement de tous les modes par le biais de sa partie imaginaire $\omega''(k)$. Pour les différentes valeurs de $\tilde{k} < 0,3$ on trouve un temps d'amortissement $\tau_\mu(k) \approx 2 \mu\text{s}$ pour le mode $R(2,0)$.

La figure III.23 montre la comparaison entre les courbes de dispersion expérimentales et théoriques, pour le premier mode de galerie à échos $WG(1,1)$. Les fréquences expérimentales sont environ 0,6% inférieures aux valeurs calculées analytiquement. De plus, la méthode MP révèle la levée de dégénérescence du doublet de fréquences du mode $WG(1,1)$ pour certaines valeurs de k , ce qui révèle un léger défaut de circularité de la section (voir Chapitre II).

La figure III.24 montre la comparaison des courbes de dispersion calculées avec celle de l'expérience pour les modes guidés suivants : (a) $R(4,0)$, (b) $L(0,2)$ et (c) $WG(2,1)$.

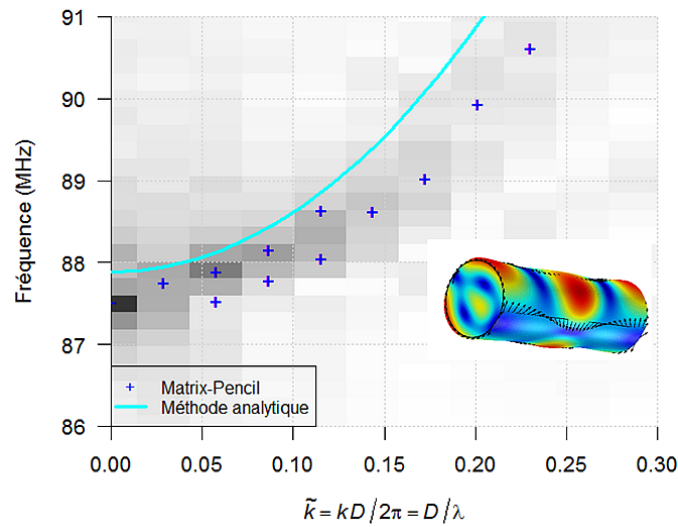


FIGURE III.23 – Comparaison de la courbe de dispersion calculée analytiquement avec les données issues de l'expérience, du mode de galerie à échos $WG(1, 1)$. L'imagette de la déformée modale du mode $WG(1, 1)$ est insérée.

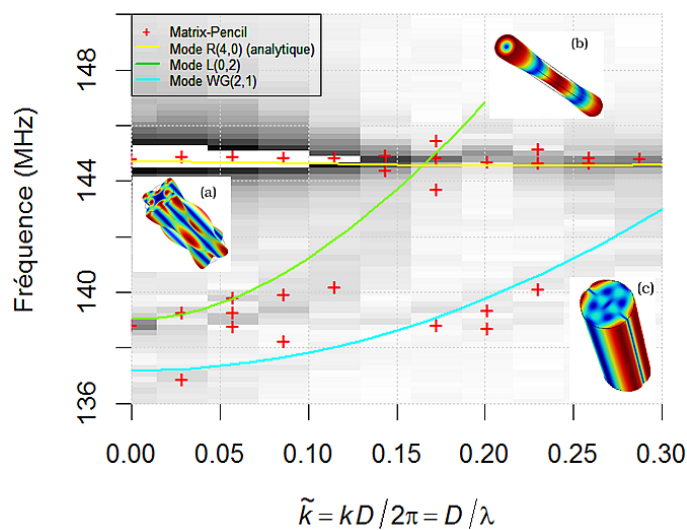


FIGURE III.24 – Comparaison de la courbe de dispersion calculée analytiquement avec les données issues de l'expérience, des modes guidés suivants : (a) $R(4, 0)$, (b) $L(0, 2)$ et (c) $WG(2, 1)$. Les imagettes illustrées présentent la déformée modale d'un tronçon de fibre de longueur λ de ces modes guidés.

Pour le mode de Rayleigh $R(4, 0)$, la fréquence dépend très peu de k . Pour cette raison, les fréquences repliées, celles où $\tilde{k} > 0, 3$, viennent pratiquement en coïncidence avec les fréquences $\tilde{k} < 0, 3$. Pour le mode $L(0, 2)$, on observe une forte diminution d'amplitude lorsque k augmente.

Dans notre expérience, les données spectrales obtenues s'étendent jusqu'à 500 MHz. Pour cette raison, tous les détails ne peuvent être présentés ici. Malgré un nombre de points de mesure en z relativement faible (≈ 20), nous pouvons obtenir l'information spectrale qui démontre la propagation d'ondes guidées dans une fibre d'aluminium. Toutefois, pour éviter le repliement de spectre à l'origine de confusions dans les courbes de dispersion, il sera nécessaire dans de futures expériences d'échantillonner le signal $U(z, t)$ avec un pas Δz plus petit.

Étant donné l'importance de la distribution de l'énergie de pompe sur l'étendue spectrale des modes excités, il sera nécessaire d'adapter cette distribution aux différents modes dont on souhaite favoriser l'excitation. En particulier, il serait intéressant d'exciter les modes de type S , qui dépendent fortement des constantes élastiques C_{44} et C_{55} . Cette stratégie pourrait être appliquée à d'autres modes afin de déterminer les constantes élastiques C_{13} et C_{33} .

III.4.4 Conclusion & perspectives

L'étude des propriétés mécaniques élastiques des fibres élémentaires à l'échelle micrométrique est nécessaire pour une meilleure connaissance du comportement mécanique de matériaux composites renforcés par ces fibres. Toutefois, les propriétés élastiques transversales d'une fibre élémentaire peuvent difficilement s'obtenir par les techniques standards. Dans ce but, des méthodes originales ont été proposées dans ce chapitre pour déterminer, par voie optique, l'élasticité de fibres micrométriques. À ces échelles, les longueurs d'onde acoustiques susceptibles de se propager doivent être inférieures à la taille des échantillons.

Dans ce chapitre, nous avons utilisé une méthode de caractérisation des propriétés élastiques basée sur la technique d'ultrasons laser (USL) qui associe des mesures vibratoires sans contact par laser à une modélisation des modes des vibrations par éléments finis (MEF). Une source acoustique impulsionnelle est alors localisée à la surface du matériau, agit en régime thermoélastique, des ondes acoustiques situées en deçà du GHz se propagent alors dans le volume de matériau. Plusieurs types de fibres ont été considérés : fibres métalliques (fil d'aluminium), fibres de verre, fibres d'aramide (fibre de Kevlar[®]).

Dans une première partie, une méthode d'ultrasons laser couplée à une identification modale à l'aide d'un modèle numérique de la fibre a été utilisée pour évaluer les propriétés élastiques transverses. Un fil d'aluminium de diamètre $D = 32,7 \mu\text{m}$ a tout d'abord été utilisé comme échantillon. Le laser pompe est focalisé à la surface de la fibre comme un spot elliptique gaussien parallèle à l'axe de la fibre pour exciter des modes propres de section. En utilisant un interféromètre de Michelson homodyne stabilisé, les fréquences propres de section ont été mesurées jusqu'à 500 MHz. Un très bon accord (avec une précision de 0,5 %) entre les résultats numériques calculés à partir d'une modélisation par éléments finis 2D et les résultats expérimentaux obtenus pour cette structure permet de valider la méthode. La technique a été validée aussi dans le cas de fibres approximativement cylindriques (fibres de verre, fibres d'alumi-

nium), où il est possible d'accéder aux paramètres mécaniques et géométriques de la fibre (module de Young transverse et coefficient de Poisson) dès lors que le diamètre et la densité de la fibre sont connus. De plus, la méthode L-RUS de section a été appliquée sur une fibre de Kevlar[®] faiblement elliptique. Un bon accord a été obtenu entre la simulation et l'expérience pour les trois premiers modes. Un moins bon ajustement entre la simulation et l'expérience a été obtenu pour des fréquences au-dessus de 150 MHz. L'écart relatif est inférieur à 5%. Cependant, l'excitation des modes de section par la technique des ultrasons laser (USL) ne permet de déterminer que les deux constantes élastiques C_{11} et C_{12} de la fibre.

Dans la seconde partie, nous avons considéré la génération d'ultrasons laser sur une structure cylindrique en vue de déterminer les courbes de dispersion. La génération et la propagation des ondes acoustiques guidées sont appliquées dans le cas d'un fil d'aluminium isotrope. Cette étude expérimentale présentée permet de mettre en évidence la propagation d'ondes acoustiques guidées le long d'une structure cylindrique. Les fréquences prédites et mesurées sont en accord à mieux que 1%. Toutefois, grâce à une résolution spectrale meilleure que 0,2 MHz, nous pouvons mettre en évidence de légers désaccords entre les prévisions du calcul analytique et les résultats expérimentaux. Il reste à poursuivre les investigations pour déterminer l'origine de ce désaccord. Il est possible que l'hypothèse d'isotropie élastique d'un fil d'aluminium n'est pas parfaitement valable. Pour aller plus loin, il reste à résoudre le problème inverse qui conduit à la détermination des constantes élastiques.

Une perspective intéressante consiste maintenant à appliquer cette seconde méthode sur des fibres anisotropes comme les fibres d'aramide et les fibres de carbone, la difficulté provenant ici de la faible dimension latérale de ces fibres (environ 10 μm), puis sur les fibres anisotropes de section arbitraire comme les fibres végétales (fibre de lin en particulier), l'objectif étant d'évaluer les constantes élastiques et les propriétés d'amortissement de ces fibres. Une difficulté supplémentaire apparaît dans le cas des fibres végétales, celle de la nécessité de connaître la forme 3D du tronçon de fibre étudié (y compris intérieure) afin de fiabiliser la simulation numérique des modes guidés. Comme étude préliminaire, nous nous intéressons dans le prochain chapitre à la tomographie optique d'une fibre végétale élémentaire.

Chapitre IV

Microtomographie optique de fibres végétales

Sommaire

IV.1 Introduction	101
IV.2 Analyse modale des propriétés vibratoires d'une fibre de lin	104
IV.2.1 Mesure des fréquences de résonances d'une fibre de lin	104
IV.2.2 Modélisation des vibrations par éléments finis	105
IV.3 Tomographie optique par projection holographique numérique	108
IV.4 Etude théorique	110
IV.4.1 Enregistrement holographique hors-axe	110
IV.4.2 Reconstruction d'hologramme	110
IV.4.3 Tomographie par rétroprojection filtrée	111
IV.5 Configuration expérimentale	113
IV.5.1 Microscopie holographique numérique	113
IV.5.2 Étalonnage du grandissement optique	115
IV.5.3 Dispositif de tomographie	117
IV.6 Résultats expérimentaux	118
IV.6.1 Reconstruction numérique	118
IV.6.2 Refocalisation des amplitudes	119
IV.6.3 Correction du run-out	121
IV.7 Reconstruction 3D de la géométrie d'une fibre de lin	123
IV.8 Discussion	124
IV.9 Conclusion et Perspectives	125

IV.1 Introduction

DANS un futur proche, les fibres végétales sont censées pénétrer de plus en plus dans le domaine des matériaux composites. L'industrie stratégique est directe-

ment concernée, comme les sports et loisirs, les bâtiments, les bateaux et les industries de transport. L'incorporation de fibres végétales dans les structures composites de haute performance n'est qu'une question de temps. Cependant, très peu des caractérisations physiques des paramètres intrinsèques de fibres végétales « longues » ont été réalisées. Pour les applications envisagées, il est indispensable de connaître les propriétés élastiques et d'amortissement des vibrations dans les fibres végétales isolées. De nombreux exemples de recherche dans le domaine des matériaux composite peuvent être cités, comme la compréhension du comportement macroscopique [223] ou la prédiction numérique des comportements vibratoires [224]. Les fibres végétales sont effectivement caractérisées par une morphologie et une structure complexes [12], ce qui rend la détermination de leurs propriétés mécaniques plus ardue que pour les fibres artificielles homogènes et circulaires [33, 225]. Les fibres élémentaires ont une structure d'une cellule végétale typique [57], avec un *lumen* et une paroi particulièrement épaisse [12]. Ils ont une forme extérieure polygonale arrondie [12, 62], qui est irrégulière et non uniforme le long de la longueur de la fibre [226], et varie également d'une fibre à l'autre. Les propriétés élastiques et d'amortissement d'un objet composite micrométrique peuvent être évaluées en utilisant la technique des ultrasons laser (USL) [206], qui est couplée à une identification modale basée sur une simulation analytique [40]. Cependant, l'identification des modes acoustiques se propageant dans les fibres requiert une modélisation numérique 3D de l'objet [41]. Dans le cas de fibres régulières, telles que les fibres d'aluminium, de verre ou de carbone, une forme géométrique de type cylindre est amplement suffisante pour accéder aux paramètres mécaniques et géométriques de la fibre (modules d'Young, coefficient de poisson, densité, et le diamètre) [40, 41]. Dans le cas de fibres végétales, fibre de lin en particulier (de diamètre 7-77 μm), le gabarit n'est pas régulier et la fibre peut inclure un cœur creux (*lumen*), lui-même irrégulier [12]. Le diamètre de telles fibres peut varier du simple au triple sur une longueur de 100 à 200 μm . Ainsi, la modélisation numérique doit être alors basée sur la vraie forme tridimensionnelle de l'objet et non plus sur un modèle circulaire régulier. En outre, la forme 3D doit être mesurée dans la zone de la fibre où la mesure de USL est effectuée. Cela signifie qu'une mesure *in-situ* est obligatoire.

Pour reconstruire la forme 3D d'une fibre végétale élémentaire, la méthode de microtomographie à rayons X a été utilisée [227, 228] et des résultats intéressants avec une bonne résolution ont été obtenus. Ce type d'approche expérimentale est la meilleure façon d'obtenir une imagerie 3D bien résolue d'une fibre végétale. Cependant, cette technique nécessite une installation spécifique, par exemple un synchrotron à haute résolution, prend du temps et ne peut être effectuée *in-situ*. Le changement dans le domaine de longueurs d'onde conduit à une modification de la technologie et les techniques les plus polyvalentes se trouvent dans le domaine visible-IR de la lumière. La tomographie par projection optique (OPT) est une technique d'imagerie 3D non destructive développée pour analyser les petits spécimens dans la gamme mésoscopique (de plusieurs centaines de micromètres à quelques millimètres) [229, 230], et elle peut être classée comme une version optique de la tomographie par rayons X. Généralement, dans OPT un échantillon en suspension dans un liquide d'adaptation d'indice, est mis en rotation par une série de positions angulaires, et une projection (image) est capturée à chaque orientation avec un capteur. Les projections collectées dans chaque orientation peuvent être utilisées pour reconstruire le volume 3D de l'échan-

tillon en utilisant l'algorithme de rétroprojection filtrée [230]. Dans OPT, la correction des artefacts est nécessaire pour obtenir de bons résultats expérimentaux [231–233]. Les algorithmes de pré-reconstruction comprennent la correction de l'illumination hétérogène, les anneaux et les artefacts de bords, l'estimation du centre de rotation correct [233–235]. En outre, le volume d'échantillon doit se trouver dans la profondeur de champ de la configuration optique pour éviter la défocalisation, parce que les problèmes de mise au point rendent la méthode OPT impossible [235]. Ainsi, la configuration optique nécessite un faible grandissement et une ouverture numérique faible [235]. Une méthode optique alternative à OPT (qui peut être considérée comme de la tomographie optique incohérente), est la tomographie optique cohérente. Particulièrement, la tomographie par cohérence optique (OCT) a été démontrée à la fin des années 1980 [236–239], et c'est une technique d'imagerie optique non invasive utilisant un interféromètre pour produire des images à haute résolution en temps réel et en profondeur. Elle a attiré un grand intérêt au cours des deux dernières années en particulier dans le domaine de l'imagerie biomédicale [240–246]. La technique a été démontrée pour effectuer une imagerie par tomographie en coupe transversale de la microstructure interne des plantes [245, 246]. La tomographie cohérente peut également être basée sur la tomographie interférométrique et a été démontrée pour fournir la mesure de la distribution d'indice de réfraction à trois dimensions [247–254]. Le principe de base de cette technique est de combiner les données de phase multidirectionnelle livrée par interférométrie avec les données de l'algorithme de tomographie (par exemple, rétroprojection filtrée). L'approche consistant à faire varier l'angle d'illumination (direction variable du vecteur d'onde) peut être utilisée et répond plus précisément au concept trouvé dans la littérature sous le nom de la tomographie optique par diffraction (ODT) pour la reconstruction du potentiel de diffusion associée à la structure de l'objet diffractant [255, 256]. Une manière simple de reconstruction de l'onde diffusée peut être basée sur l'holographie numérique : L'amplitude et la phase de l'onde diffractée est directement reconstruite à partir de l'hologramme et peuvent être utilisées pour calculer le potentiel de diffusion à tous les points de l'objet. Notons que sous la première approximation de Born [255], la reconstruction est strictement valable pour un faible changement de phase uniquement, qui est proportionnel à la fois à l'indice de réfraction et à la taille de l'objet. Les applications de la tomographie optique par diffraction à des fibres optiques ont été proposées par [257–263], comprenant un couplage d'indice de réfraction dans milieu d'immersion. Les fibres végétales peuvent être considérées comme fortement diffractives / réfractives, et une approche basée sur la tomographie diffractive requiert également l'adaptation de l'indice de réfraction dans un milieu d'immersion. L'immersion de la fibre dans un milieu liquide n'est pas adaptée, puisque les propriétés mécaniques de la fibre seront modifiées de façon significative [264]. En conséquence, ODT n'est pas l'approche la plus adaptée pour mesurer la forme 3D complète d'une fibre végétale. Récemment, Placet et al. ont proposé d'utiliser la tomographie par cohérence optique (OCT) pour obtenir des informations sur la forme 3D d'une fibre de chanvre [265]. L'approche proposée a été en mesure de fournir les profils d'intensité d'une fibre avec différentes structures internes. Cependant, la mesure de la forme 3D complète n'a pas été démontrée. Ce résultat constitue la première tentative pour obtenir des données sur la forme d'une fibre végétale en utilisant la tomographie par cohérence optique (OCT). Pour pallier les limitations liées à la diffraction tomographique et pour prévoir la me-

sure réelle *in-situ* de la forme 3D d'une fibre végétale, ce chapitre présentera une approche de tomographie optique projective (OPT) basée sur la microscopie holographie numérique. Cette méthode utilise des images de projections et est étroitement liée à l'optique géométrique. Cela signifie que la forme 3D de la fibre est mesurée directement. Ceci est particulièrement important pour obtenir une mesure précise de la forme extérieure de la fibre. En effet, la connaissance de la géométrie réelle est obligatoire pour effectuer la modélisation par éléments finis (MEF) de la fibre, et identifier les ondes acoustiques guidées. Dans le cas de l'OCT, la mesure est liée au chemin optique. La connaissance préalable de l'indice de réfraction de la fibre est nécessaire pour obtenir les dimensions réelles de l'échantillon. Cependant, puisque le matériau est hétérogène, la forme extérieure ne peut pas être obtenue directement (uniquement l'épaisseur optique peut être mesurée et les données ont des unités arbitraires [265]). Comparativement à la méthode OCT, le procédé proposé ne requiert aucun calibrage de l'indice de réfraction. Ce chapitre démontre pour la première fois, l'utilisation de l'imagerie holographique pour fournir la tomographie d'une fibre végétale micrométrique sans aucune adaptation d'indice de réfraction.

Dans ce chapitre, nous présenterons dans la première partie l'analyse modale des propriétés vibratoire d'une fibre élémentaire de lin. La méthode de spectroscopie de résonance ultrasonore laser (L-RUS) (décrite au chapitre 3), a été utilisée pour mesurer les fréquences propres de la fibre de lin. La seconde partie du chapitre présentera les principaux avantages de l'approche de tomographie holographique proposée. Ensuite, dans la troisième partie du chapitre on donnera le contexte théorique de l'enregistrement et la reconstruction de l'holographie numérique, puis on présentera la configuration optique pour la projection tomographique, basée sur la microscopie holographie numérique. Finalement, la dernière partie présentera les résultats expérimentaux, puis nous compléterons ce chapitre par une discussion concernant cette étude.

IV.2 Analyse modale des propriétés vibratoires d'une fibre de lin

IV.2.1 Mesure des fréquences de résonances d'une fibre de lin

Pour caractériser les propriétés mécaniques transverses d'une fibre élémentaire de lin, nous avons utilisé la méthode de spectroscopie de résonance ultrasonore laser (L-RUS), qui a déjà été décrite dans le chapitre 3. La fibre de lin dont le diamètre extérieur apparent moyen, mesuré au microscope optique, est de $10\mu\text{m}$ est insérée dans le dispositif expérimental. Dans notre expérience, l'excitation et la détection des modes de vibration de la fibre, ont été étudiés avec le système ultrasons laser (USL) [40, 41]. Dans le cas des fibres végétales, un film d'or semi transparent est déposé sur le coté de la fibre faisant face au faisceau de pompe. Son épaisseur, inférieure à 20 nm , n'a *a priori* pas d'incidence significative sur le comportement vibratoire de la fibre. L'excitation des vibrations est réalisée avec une énergie de quelques micro-joules ($E_L = 0,1\mu\text{J}$). Le faisceau laser de pompe, est focalisé pour former un spot elliptique gaussien très allongé de dimension $2w_y \times 2w_y = 6\mu\text{m} \times 100\mu\text{m}$ son grand axe étant parallèle à l'axe de la fibre. L'irradiation de la surface de la fibre avec une impulsion laser, dont le spot

utilisé est très allongé permet d'exciter les modes de section de la fibre.

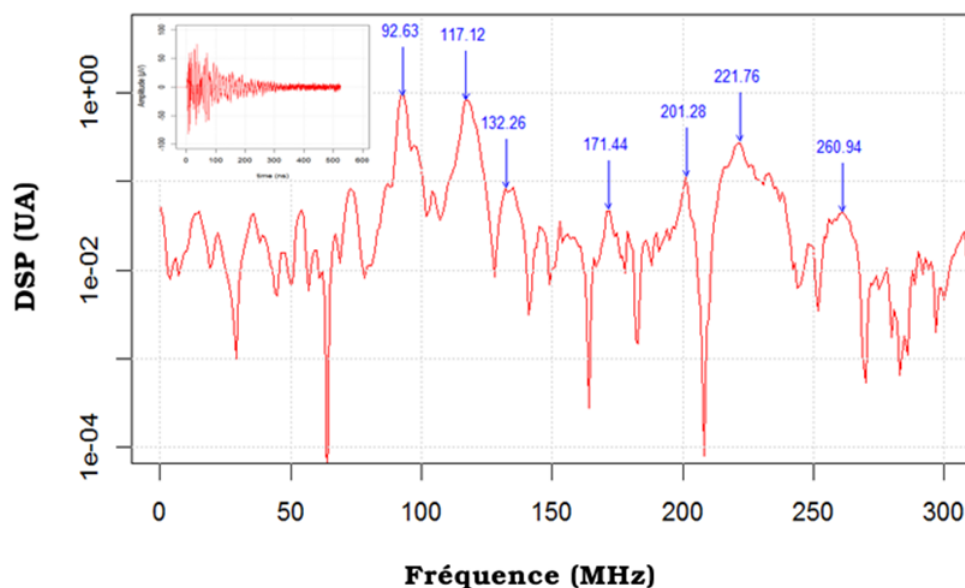


FIGURE IV.1 – Fréquences de résonances de la section d'une fibre unitaire de lin.

Un faisceau laser d'un interféromètre homodyne stabilisé, avec une longueur d'onde de 532 nm et une puissance de 2 mW, est focalisé sur la surface de la fibre avec un spot de diamètre gaussien à $1/e^2$ de $2w_s = 2\mu\text{m}$. Le spot de sonde est centré sur la zone de focalisation du spot de pompe, pour mesurer les déplacements radiaux sur la surface de la fibre.

La figure IV.1 montre le spectre vibratoire d'une fibre unitaire de lin obtenu transformation de Fourier discrète (TFD) du signal temporel (Figure insérée à gauche dans Fig. IV.1). Les valeurs notées sur le spectre vibratoire sont les fréquences des pics les plus significatifs.

IV.2.2 Modélisation des vibrations par éléments finis

Afin d'obtenir une évaluation des propriétés élastiques de la fibre de lin, notamment son module de Young, il faut être capable d'identifier les modes de vibration associés aux fréquences propres mesurées. Dans ce but, nous modélisons les vibrations d'une section de fibre par éléments finis avec COMSOL Multiphysics. Les déplacements sont calculés dans le plan transversal à la fibre (voir par exemple Fig. IV.2). Le recalage des fréquences calculées sur les fréquences expérimentales permet normalement d'évaluer les propriétés de la fibre. Le nombre de paramètres qu'il est possible d'évaluer dépend du nombre de modes observés expérimentalement.

Le module de Young transverse du matériau est inférieur au module de Young longitudinal, qui peut varier de 10 à 100 GPa selon la littérature [12]. Le comportement vibratoire d'une fibre de lin est très différent de celui des matériaux homogènes et isotropes [266]. Le lin génère un fort amortissement [267] et possède un module de Young

transverse nettement plus faible que son module longitudinal. Un modèle viscoélastique du matériau est donc nécessaire pour expliquer le fort amortissement des vibrations, ce qui peut être fait en introduisant un module de Young complexe $E = E' + iE''$.

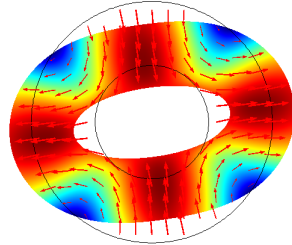


FIGURE IV.2 – Id  alisat  n 2D d'une fibre élémentaire de lin par éléments-finis : représentation de la déformée du mode fondamental $R(2,0)$ d'une fibre avec un *lumen* au centre.

On montre à l'aide d'un plan d'expériences numérique (voir annexe D) que les paramètres géométriques ont une incidence considérable sur les fréquences de résonance d'une fibre creuse (Fig. IV.2). Parmi ces paramètres, l'étude portant sur l'effet de dimension du *lumen* au centre de la fibre. D'après le détail d'une coupe transversale d'un fil de lin, observé au microscope optique (voir Fig. I.8), on remarque que le pourcentage du *lumen* (le rapport entre section de *lumen*/section totale de la fibre) est variable d'une fibre à une autre, qui dépend essentiellement de la maturation de la fibre. Dans ce but, nous avons étudié l'influence des dimensions du *lumen* (qui a un diamètre qui varie de 1 à 10 microns) sur les fréquences de vibrations des modes propres. L'évolution des premiers modes observés numériquement en fonction de pourcentage du *lumen*, α , dans la fibre est représentée sur la figure IV.3. De cette étude ressort notamment que ce paramètre n'a pas d'effet significatif sur les 5 premières fréquences propres des modes de section (Fig. IV.3). En revanche, la modélisation montre que l'augmentation du pourcentage du *lumen* provoque un croisement de certains modes propres ($WG(1,1), L(0,2)$ et $R(3,0)$), liés aux levées de dégénérescence, ceci rend difficile l'identification des modes de vibrations lors de l'augmentation des dimensions du *lumen* au centre de la fibre. Il existe alors certains modes, comme $WG(1,1), L(0,2)$ et $R(3,0)$, qui sont très sensibles à l'augmentation de dimension de *lumen* au cœur de la fibre.

De plus, la fibre de lin entourée d'autres fibres lors de sa croissance, n'évolue pas forcément vers une forme polygonale parfaite. Elle peut être plus ou moins aplatie, que l'on modélise par une forme elliptique. Pour cette raison, une étude a été portée aussi sur l'effet de l'aplatissement noté A (longueur/largeur) d'une fibre dont l'aire de la section reste constante montre que les fréquences propres des deux premiers modes sont très peu affectées par l'aplatissement A tant que le grand diamètre de la section considérée ne dépasse pas plus de deux fois son petit diamètre (Fig. IV.4). On constate d'après la figure IV.4 que le facteur d'aplatissement A de la fibre induit des levées de dégénérescence modale qui peuvent modifier très fortement l'ordre des

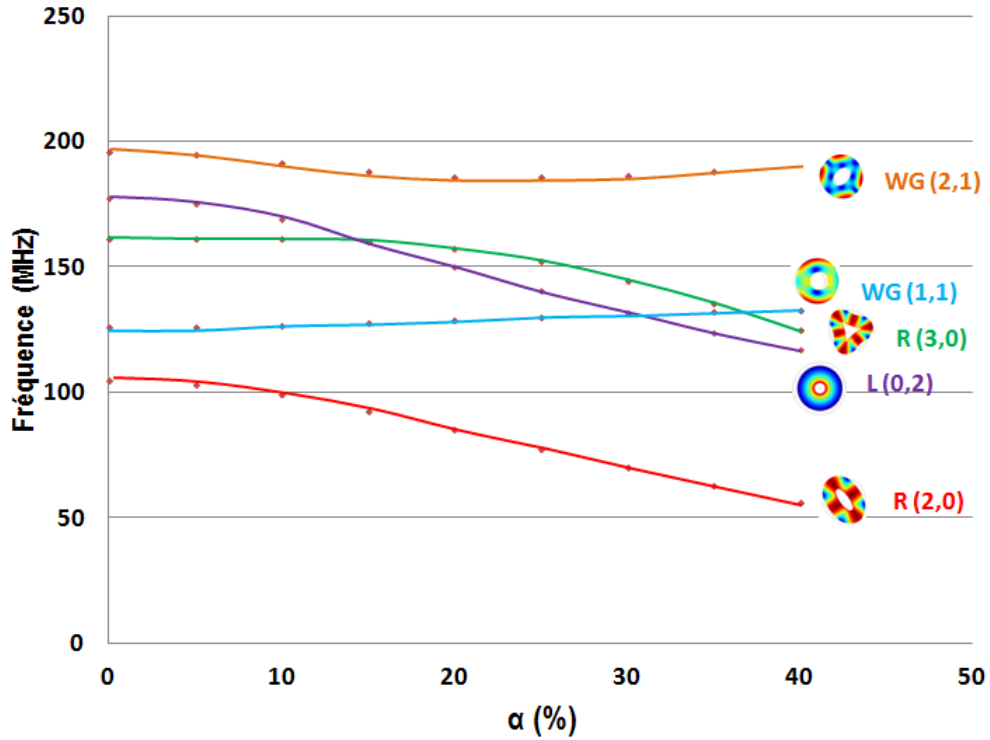


FIGURE IV.3 – Influence du paramètre de dimensions du *lumen* au centre de la fibre sur les fréquences propres.

modes de résonance rendant très difficile l'identification inverse. On fixe l'ensemble des facteurs (le diamètre D , la masse volumique ρ , le module d'Young complexe E , et le pourcentage du lumen α) à une valeur référence*. L'évolution des 5 premiers modes observés numériquement en fonction du facteur d'aplatissement A est représentée sur la figure IV.4. Dans cette figure, le facteur d'aplatissement A est centré sur la valeur $A = 2,2$ avec $A = 1$ pour le niveau -1 et $A = 3,4$ pour le niveau $+1$ (voir annexe D). Comprendre l'effet d'un facteur sur un mode repéré (m, n) consiste d'abord à retrouver ce mode lorsque le facteur passe du niveau 0 au niveau $+1$. La modélisation montre qu'un aplatissement d'un facteur 1,2 provoque déjà les premiers croisements de modes liés aux levées de dégénérescence (voir Fig. IV.4). Dans les conditions opératoires de la simulation, le mode $WG(2,1)$ qui arrive en cinquième position dans le cas d'une fibre circulaire, sera observé en sixième position pour un facteur d'aplatissement de 3,4 qui peut facilement se rencontrer dans la pratique. L'effet du facteur d'aplatissement est tel que six calculs intermédiaires entre le niveau -1 et le niveau 0 ont été nécessaires pour suivre l'évolution des huit premiers modes ! Les facteurs qui engendrent une levée de dégénérescence sont ceux qui affectent la symétrie initiale. Un défaut d'homogénéité du module transverse provoquerait donc lui aussi une levée de dégénérescence. Toutefois, compte tenu la structure complexe de la fibre de

*, Choisie pour être représentative de la fibre moyenne

IV.2. ANALYSE MODALE DES PROPRIÉTÉS VIBRATOIRES D'UNE FIBRE DE LIN117

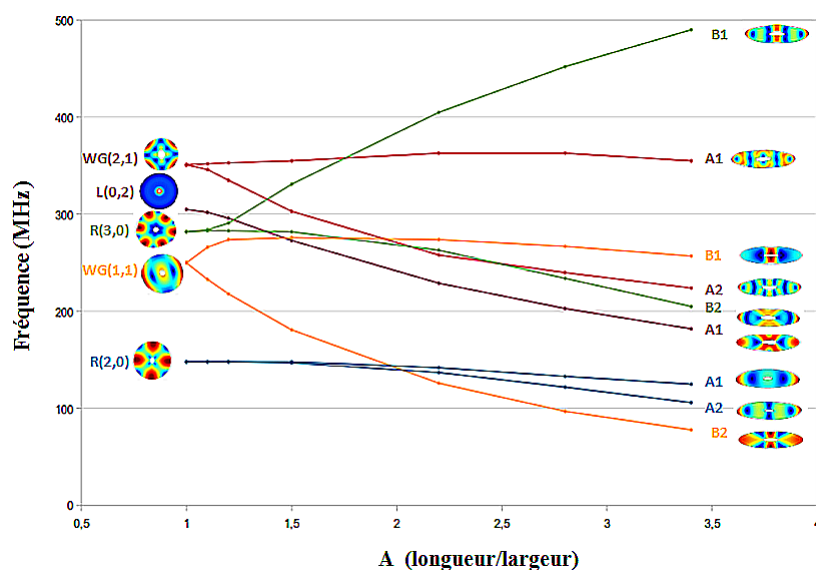


FIGURE IV.4 – Influence du facteur d'aplatissement A de la fibre sur les fréquences propres.

lin, il existe d'autres facteurs non pris en compte dans notre méthodologie des plans d'expériences comme : le diamètre extérieur, la partie réelle et la partie imaginaire du module d'Young, le coefficient de Poisson et la masse volumique. En s'intéressant plus particulièrement aux fréquences des 3 premiers modes pour les 8 essais, nous pouvons tracer le diagramme barres ci-dessous (Fig. IV.5). Ce diagramme montre les effets des 7 facteurs sur trois premiers modes propres. Pour les trois premiers modes, le facteur le plus influent est le diamètre extérieur. Le cas du lin, ou des fibres végétales en général, est encore plus problématique. D'une part le nombre de paramètre à identifier est plus élevé, d'autre part il est exclu d'idéaliser la section par une forme trop éloignée de la réalité.

Une analyse plus performante des propriétés mécaniques de la fibre de lin, nécessite dans un premier temps de modéliser correctement la fibre étudiée, ceci requiert de connaître précisément son profil extérieur, ainsi que les dimensions du *lumen*, sur la section inspectée par ultrasons laser (USL). Dans ce but, nous avons développé un système de micro-tomographie holographique numérique *in situ* basé sur l'holographie numérique pour mesurer le profil 3D d'une fibre unitaire de lin dans la zone où elle sera excitée par le système USL.

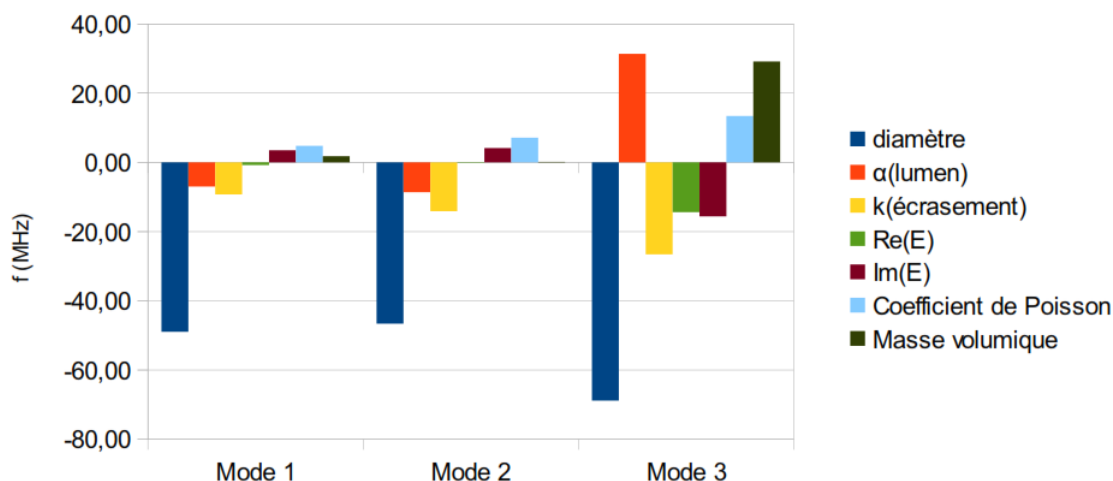


FIGURE IV.5 – Diagramme d'effets des 7 facteurs sur les trois premiers modes propres étudiés [268].

IV.3 Tomographie optique par projection holographique numérique

La proposition de tomographie optique par projection basée sur l'holographie numérique est liée au fait que les fibres végétales sont principalement construites de cellulose, matériau transparent dans le domaine visible. Ils agissent comme un objet légèrement absorbant ayant à la fois des propriétés de réfraction et diffraction dans le domaine de la lumière visible (laser vert par exemple). Ainsi, une observation en transmission sous microscope permet d'observer le gabarit extérieur de la fibre par diffraction, et également le gabarit interne par transmission et réfraction de la lumière à travers la gaine et le cœur de la fibre. Il s'ensuit que l'observation de la fibre sous éclairage laser et sous microscope permet d'envisager la reconstruction tomographique du profil 3D de l'objet. Ce principe de base conduit à une méthode de tomographie optique projective, qui peut être réalisée *in-situ*, c'est-à-dire à sur la zone excitée par le laser-ultrasons (USL), au contraire d'une technique classique de tomographie par rayons X qui nécessite des équipements spéciaux *ex-situ* (bien que la résolution obtenue sera *a priori* supérieure).

Dans l'approche proposée, la fibre est maintenue serrée et est tournée en face de l'objectif de microscope. Un sérieux problème dans la mesure de micro-tomographie est l'imperfection mécanique de la rotation couplée au fait que l'axe de rotation et l'axe la fibre ne sont pas alignés. L'imperfection de la rotation induit ce qu'on appelle phénomène du run-out radial [257–261]. En présence du run-out radial, la position de l'axe de rotation de l'objet testé est instable. L'effet est un mouvement latéral indésirable de l'objet requiert une pré-correction avant d'appliquer l'algorithme de rétroprojection filtrée (filtered back-projection). Ceci induit une légère fluctuation de la position de la fibre le long de l'axe optique de la configuration. Une observation au moyen d'un objec-

tif de microscope, induit une forte défocalisation de l'image au niveau du plan capteur. En effet, le grandissement axial du système optique varie comme le carré du grandissement transversal. Par exemple, si le grandissement transversal objet-image est de $\times 50$, et si la fibre est décalée hors mise au point de $2\mu\text{m}$ en raison du run-out, lié à la non coaxialité entre l'axe de rotation et l'axe de la fibre, alors l'image sera défocalisée de $2\mu\text{m} \times 50^2 = 5\text{mm}$. Ainsi, il est nécessaire que le processus d'enregistrement pour la tomographie par projection soit capable de refocaliser automatiquement l'image lorsque la défocalisation se produit. Il s'ensuit que le processus d'enregistrement doit comprendre une «capacité holographique». Au lieu de la photographie classique, qui n'enregistre que le carré de l'amplitude du champ optique complexe, l'holographie numérique fournit des informations complètes (phase et amplitude) et la refocalisation numérique est rendue possible lors du traitement des données. Un microscope holographique numérique associé à une tomographie par rotation doit permettre de reconstruire le gabarit 3D interne et externe de la fibre.

IV.4 Etude théorique

IV.4.1 Enregistrement holographique hors-axe

Le procédé holographique nécessite de constituer des interférences pour coder l'information. Ainsi l'onde diffractée par l'objet est mélangée de façon cohérente avec une onde de référence dans le plan capteur. L'onde de référence est plane et réglée de façon à produire les fréquences spatiales u_r et v_r liées à l'angle d'incidence sur le plan capteur. L'onde de référence s'écrit sous la forme :

$$U_r(x, y) = a_r \exp(-2i\pi(u_r x + v_r y)), \quad (\text{IV.1})$$

avec a_r l'amplitude uniforme. Le champ objet produit au niveau du plan du capteur est écrit sous la forme :

$$U_{CCD}(x, y) = a_{CCD}(x, y) \exp(i\phi_{CCD}(x, y)), \quad (\text{IV.2})$$

où a_{CCD} et ϕ_{CCD} sont respectivement l'amplitude et la phase diffractée par la fibre. L'hologramme enregistré est le mélange interférométrique entre les deux ondes tels que [269] :

$$H = |U_r + U_{CCD}|^2 = |U_r|^2 + |U_{CCD}|^2 + U_r^* U_{CCD} + U_r U_{CCD}^*. \quad (\text{IV.3})$$

La relation Eq. IV.3 montre que l'hologramme inclut le champ complexe lié à l'objet (amplitude et phase). Puisque, dans la configuration hors-axe nous avons $\{u_r, v_r\} \neq \{0, 0\}$ (inclinaison entre l'onde de référence et l'onde objet), les trois ordres de diffraction de l'équation IV.3 sont séparés d'un angle respectant les conditions de Shan-non [270, 271].

IV.4.2 Reconstruction d'hologramme

Il existe plusieurs approches pour la reconstruction numérique de l'hologramme. Nous pouvons citer entre autres la reconstruction par transformation de Fresnel [271],

la reconstruction par convolution [272, 273] et la reconstruction par transformation de Fourier [269, 274]. Par ailleurs, la méthode de convolution est bien adaptée au cas des objets de petite taille : c'est donc cette méthode que nous avons adoptée. Le traitement proposé est composé de deux étapes : une première étape d'extraction du champ complexe de l'objet puis une seconde étape de mise au point de la reconstruction numérique. La première étape est basée sur un filtrage spatial dans le plan de Fourier [274, 275]. Considérons la transformée de Fourier de l'hologramme, nous avons :

$$\tilde{H}(u, \nu) = \tilde{O}_0(u, \nu) + a_r U_{CCD}(u - u_r, \nu - \nu_r) + a_r U_{CCD}^*(-u - u_r, -\nu - \nu_r), \quad (\text{IV.4})$$

où $\tilde{O}_0(u, \nu)$ est la transformée de Fourier de la diffraction d'ordre zéro inclus dans le mélange interférométrique. Ainsi pour reconstruire l'objet dans sa totalité, on applique un filtre passe bande (masque binaire) localisé à la fréquence de coordonnées $\{u_r, \nu_r\}$ avec une demi-largeur R_u . La bande passante est alors centrée sur la fréquence $\{u_r, \nu_r\}$ dans le spectre d'hologramme. Cela est nécessaire pour reconstituer l'ordre +1 qui correspond à l'image virtuelle. La bande passante totale $2R_u$ donne la résolution de la reconstruction par $\rho_x \cong 1/2R_u$. La transformée de Fourier inverse du spectre filtré permet d'obtenir le terme suivant :

$$\hat{U}_{CCD}(x, y) = a_r U_{CCD}(x, y) \exp(2i\pi(u_r x + \nu_r y)). \quad (\text{IV.5})$$

Ce terme Eq. IV.5 doit être compensé de la phase de la porteuse. Dans la pratique, les deux ondes qui interfèrent ne sont pas rigoureusement planes, en particulier l'onde objet inclut une courbure liée à la difficulté de régler l'interféromètre en teinte plate. Dans ce cas, il est nécessaire de compenser la courbure résiduelle et les fréquences porteuses de l'onde objet à l'aide d'un hologramme de référence enregistré sans objet, c'est-à-dire « à vide », et une procédure de soustraction est appliquée pour corriger l'aberration. La démodulation fournit l'erreur d'appareil qui sera alors systématiquement soustraite à la mesure. On compensera ainsi les termes de pente et de courbure de la mesure de la phase de l'onde objet.

La seconde étape du traitement consiste à re-propager l'onde objet vers le meilleur plan de mise au point. Le formalisme de base est celui lié à la diffraction de la lumière ; en particulier on considère ici l'approche liée à la fonction de transfert du spectre angulaire [276]. L'image propagée à une distance d_r du plan capteur est calculée par la relation suivante (avec TF est la transformation de Fourier) :

$$A_r = TF^{-1}[TF[U_{CCD}] \times G], \quad (\text{IV.6})$$

avec G la fonction de transfert du spectre angulaire donnée par cette équation (approximation de Fresnel) :

$$G(u, \nu, d_r) = \exp(-i\pi\lambda d_r(u^2 + \nu^2)). \quad (\text{IV.7})$$

Donc, l'enregistrement holographique peut donner une image mise au point de la fibre. Les amplitudes du champ complexe reconstruites peuvent être considérés comme des projections optiques. Ensuite, une image 3D tomographique peut être obtenue lors de la collecte d'un ensemble de projections après la rotation de la fibre.

IV.4.3 Tomographie par rétroprojection filtrée

La rotation de l'objet génère des projections différentes. Chaque projection apporte une information sur la structure de l'objet. Le problème inverse, consistant à restituer la forme 3D de l'objet à partir de l'ensemble des projections, est appelé rétroprojection. Comme indiqué précédemment, la première approximation de Born ou de Rytov doit être satisfaite pour utiliser la tomographie par diffraction. Dans ce travail, la méthode de tomographie par diffraction ne peut pas être appliquée, car la fibre ne peut pas être immergée dans un liquide adaptateur d'indice. Alors, la reconstruction tomographique à partir des projections est basé sur le théorème de Fourier-tranche (Fourier slice theorem) [255, 277, 278]. Le théorème de Fourier-tranche indique que la transformée de Fourier d'une projection parallèle de l'objet $f(x, z)$ prise à un angle θ fixe donne une tranche unidimensionnel de la transformée de Fourier $F(u, \nu)$, sous-tendant un angle θ avec l'axe u de la fréquence spatiale de référence.

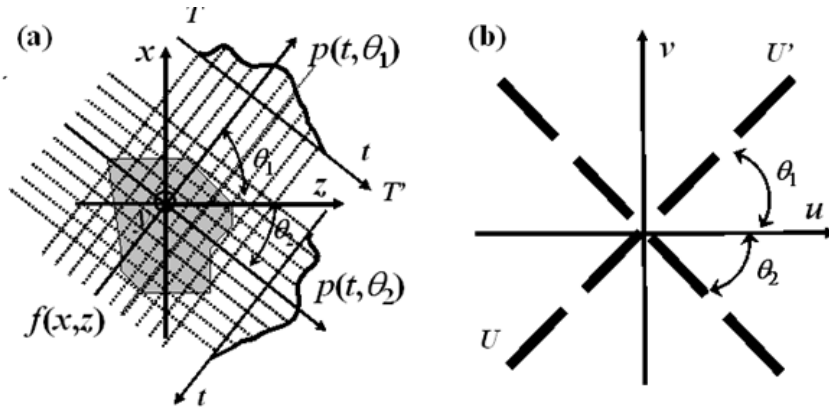


FIGURE IV.6 – Illustration de théorème de Fourier-tranche, (a) la collection des projections de l'objet prises à l'angle fixe θ , et (b) le rassemblement de tranches correspondant dans le domaine de Fourier pour chaque angle θ .

La transformée de Fourier de la projection $p(t, \theta)$ mesuré sur la ligne TT' dans la figure IV.6(a), donne la valeur de $F(u, \nu)$, le long de la ligne TT' dans la figure IV.6(b). Ensuite, la reconstruction 3D basée sur le théorème de Fourier-tranche consiste à recueillir un nombre suffisant des tranches dans le domaine de Fourier, qui sont produites par la transformation des projections le long d'un nombre suffisant d'angles, pour calculer la transformée inverse du spectre de fréquence 2D compilé. Généralement, la rétroprojection filtrée (FBP) est la méthode la plus fréquemment appliquée pour calculer les données [279, 280]. En pratique, la mise en œuvre de la FBP peut être effectuée avec un logiciel libre OSCaR (Open Source Cone-beam Reconstructor) [281–283] (voir Annexe C). Ce logiciel a été écrit en langage MATLAB pour générer des reconstructions 3D à partir de données de rayons X acquis par numérisation à base d'un faisceau à géométrie conique (cone-beam). OSCaR est basé sur l'algorithme de reconstruction de Feldkamp-Davis-Kress pour la tomographie 3D en utilisant l'imagerie CBCT (Cone-Beam Computed Tomography) [280]. Le logiciel libre OSCaR [281, 284] utilisé permet de choisir des éléments de réglage (type de filtre, sélectivité, bordures graphiques) du

calcul de rétroprojection. Par exemple, il est possible de choisir un filtre qui modifie la résolution en jouant sur sa sélectivité (paramètre de fréquence de coupure).

IV.5 Configuration expérimentale

IV.5.1 Microscopie holographique numérique

La reconstruction 3D d'une fibre de lin par rétroprojection filtrée est une première approche testée lors du stage de master de Saber Nasri pour reconstruire la fibre en 3D [285]. Le dispositif expérimental de tomographie optique par projection est décrit sur la figure IV.7. Il est basé sur un microscope holographique numérique à architecture de type Mach-Zehnder à configuration hors-axe. On utilise comme source lumineuse, un laser continu DPSS vert de longueur d'onde $\lambda = 532\text{ nm}$. Une lame demi-onde $\lambda/2$ est utilisée à la sortie du laser pour régler le partage de la puissance incidente à la fois sur le faisceau de référence et sur le faisceau objet. Le faisceau laser est séparé en un faisceau sonde et un faisceau de référence par un cube à séparation de polarisation (CSP). Le faisceau objet et le faisceau de référence sont combinés par le cube séparateur de faisceau à 50% placée juste en face du capteur. Le faisceau de référence est filtré spatialement à l'aide d'un filtre spatial (SF1) puis étendu pour former un faisceau de lumière parallèle. Le faisceau objet est conditionné en faisceau de lumière parallèle à l'aide d'un filtre spatial (SF2).

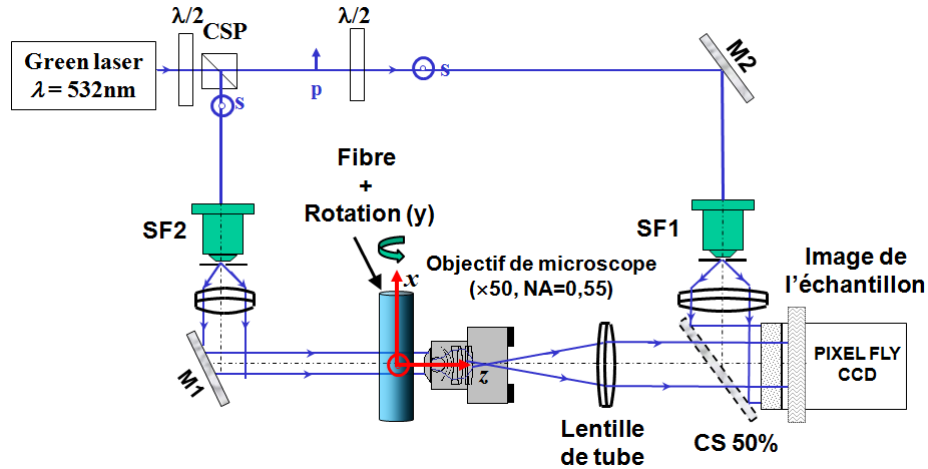


FIGURE IV.7 – Schéma du dispositif expérimental de la tomographie optique par projection en microscopie holographie numérique, $M1$ et $M2$, miroirs ; OM, objective de microscope ($\times 50$, $ON = 0,55$) ; SF1 et SF2, filtre spatial ; L1 et L2, lentille de collimation ; $\lambda/2$, lame demi-onde ; CSP, cube à séparation de polarisation ; CS, cube séparatrice ; CCD, caméra (charge-coupled device).

L'objet étudié est une fibre de lin de diamètre d'environ $10\text{ }\mu\text{m}$. La fibre de lin tenue

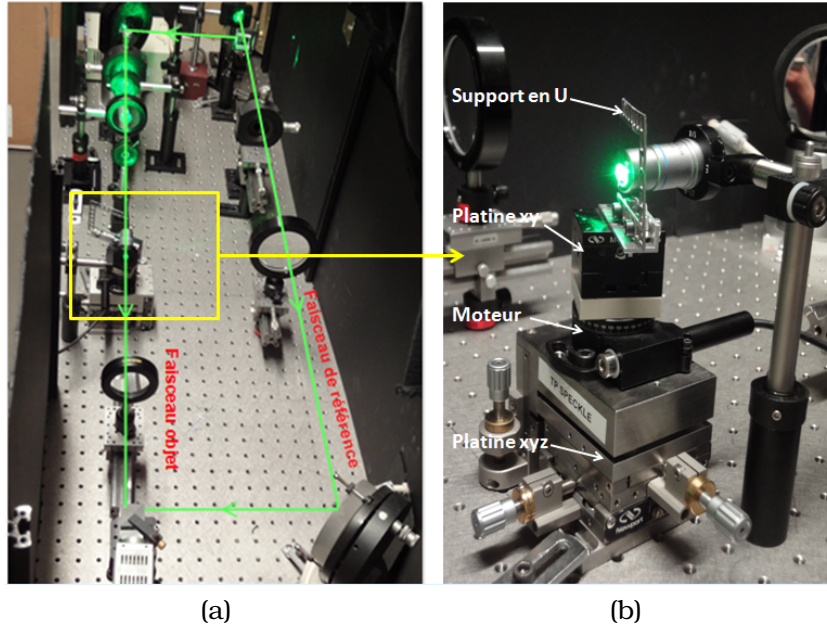


FIGURE IV.8 – Photographie du dispositif expérimental : (a) vue du banc optique, (b) dispositif de fixation et de pilotage.

verticalement dans un système de micro positionnement monté sur une platine de rotation (axe vertical selon la direction y Fig. IV.7). La fibre éclairée par le faisceau collimaté transmis, diffracte et réfracte une onde qui est captée par l'objectif du microscope OM ($\times 50, \infty$, $ON = 0,55$) puis l'image finale est formée au voisinage du CCD (PCO Pixel Fly) par la lentille de tube. L'ensemble objectif de microscope et la lentille de tube est réglé en configuration afocale*. Les deux ondes qui interfèrent au plan capteur sont donc *a priori* planes par construction et réglage du microscope. Les deux ondes cohérentes combinées au niveau du capteur interfèrent et produisent un hologramme numérique de Fresnel hors-axe. La figure IV.8(a) présente une photographie du banc optique. On peut voir sur la figure IV.8(b) le dispositif de fixation de la fibre de lin en rotation.

Dans l'expérience, la configuration afocale est telle que le grandissement γ_{opt} est constant quelle que soit la position axiale de la fibre. Ceci est obligatoire pour éviter toute variation du grandissement optique lorsque la fibre est soumise au run-out, et se déplace hors de la mise au point. La lentille de tube doit être ajustée de sorte que l'onde à la sortie du microscope est une onde plane ; pour ajuster la lentille de tube une "shear plate" (fournit par Thorlabs) est utilisée. L'enregistrement est fait sur un capteur monochromatique de type PixelFly comprenant $M \times N = 1024 \times 1360$ pixels de pas $p_x = p_y = 4,65 \mu m$ et avec une numérisation de 12-bits. La porteuse spatiale de l'hologramme (onde de référence) est ajustée par rotation du miroir (M2) d'un angle respectant les conditions de Shannon [271].

*, Le système afocal permet d'obtenir une image dont le grandissement ne dépend pas de la position relative de la fibre par rapport à l'axe de rotation

IV.5.2 Étalonnage du grandissement optique

Dans la configuration utilisée, le grandissement optique γ_{opt} doit être constant quelle que soit la position axiale de la fibre. Ainsi, un étalonnage doit être effectué, et en plus, cela permettra de déterminer la valeur exacte du grandissement optique du microscope. Afin d'étudier l'influence de la défocalisation de l'image d'amplitude sur le grandissement optique γ_{opt} , une cible test USAF 1951 1x [286] est utilisée. La région d'intérêt correspond à l'élément 2 du groupe 5, qui a une résolution de 36 mm^{-1} . Les hologrammes numériques formés au voisinage de la caméra CCD, sont défocalisés en décalant la mire pour différentes distances dans la plage $d_z = 0 - 6 \mu\text{m}$ par pas de $0,5 \mu\text{m}$. Ensuite, après la reconstruction numérique de chaque image d'amplitude pour différentes distances de défocalisation, la meilleure mise au point de l'image d'amplitude a été retrouvée en recalculant la mire à différentes distances de reconstruction dans la plage $\Delta z = \{-20; +20\} \text{ mm}$ par pas de $0,5 \text{ mm}$ par la fonction de transfert de spectre angulaire. Pour chaque Δz la distribution d'amplitude reconstruite a été déterminée. Le critère de meilleur focus retenu est celui du maximum de la norme de Laplacien (le module de filtrage d'amplitude) [287]. La figure IV.9 montre les distributions

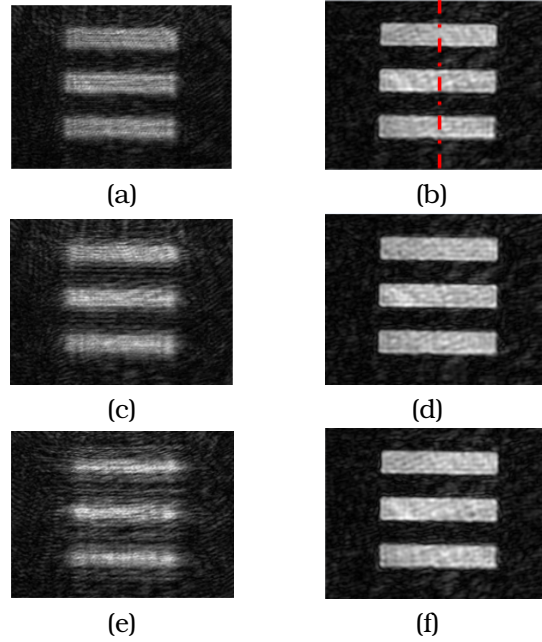


FIGURE IV.9 – refocalisation numérique d'une image d'amplitude d'une mire de type USAF 1951 1x défocalisée : (a) image d'amplitude défocalisée à $d_z = 1 \mu\text{m}$, (c) image d'amplitude défocalisée à $d_z = 1,5 \mu\text{m}$, (e) image d'amplitude défocalisée à $d_z = 2 \mu\text{m}$, (b), (d), et (f) refocalisation numérique des images d'amplitudes.

d'amplitude obtenues pour la distance de propagation $\Delta z = \{2,5 \text{ mm}, 3,75 \text{ mm}, 5 \text{ mm}\}$. Les figures IV.9(a)(c)(e) représentent les images d'amplitude défocalisées et les figures IV.9(b)(d)(f) montrent les images d'amplitude reconstruites au meilleur focus (meilleure mise au point).

Le profil de la mire (USAF 1951 1x) (voir la ligne rouge dans la figure IV.9(b)) a été calculé en utilisant une série de Fourier :

$$S(x) = b + \frac{a}{2} \sum_{n=1}^{Nh} \text{sinc}\left(\frac{\pi n}{2}\right) \cos\left(\frac{2\pi n}{T_x} x - n\varphi_x\right). \quad (\text{IV.8})$$

Dans l'Eq. IV.8, b est le signal moyen, a est l'amplitude, Nh est le nombre d'harmoniques ($Nh = 20$), T_x est la période du signal moyen et φ_x la phase des harmoniques. Les données expérimentales sont ajustées par la courbe théorique de l'Eq. IV.8 en utilisant la méthode des moindres carrés. L'utilisation des 20 harmoniques conduit à la mesure précise de la meilleure période T_x du signal. Ensuite, cette évaluation est utilisée pour estimer le grandissement optique γ_{opt} entre le plan objet et le plan du capteur. La figure IV.10 représente la comparaison entre le profil des données ex-

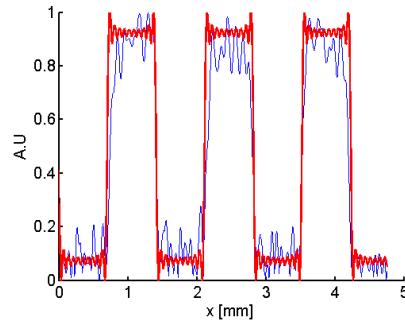


FIGURE IV.10 – Comparaison entre le profil estimé par l'Eq. IV.8 (ligne rouge) et le profil mesuré (ligne bleu) d'une image d'amplitude refocalisée d'une région de la mire (élément 2 du groupe 5).

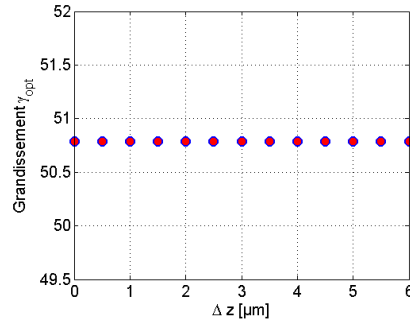


FIGURE IV.11 – Variation du grandissement γ_{opt} vs différentes distances de défocalisation.

périmentales et le profil de meilleure estimation par l'Eq. (8) en utilisant les données expérimentales de la cible (USAF target) dans la figure IV.9(b) (ligne en tirets). Afin de vérifier que le grandissement est constant, c'est à dire la configuration est afocale, nous avons mesuré le grandissement de chaque image d'amplitude défocalisée à différentes distances. La figure IV.11 montre que la défocalisation de l'image d'amplitude

à quelques micromètres n'a pas d'influence significative sur le grandissement latéral de l'objet après la refocalisation numérique des images d'amplitude. Le grandissement est alors tout à fait constant et la configuration optique bien réglée. Le grandissement transversal du microscope est alors estimé à, $|\gamma_{opt}| = 50,8$.

IV.5.3 Dispositif de tomographie

Pour effectuer la tomographie, la fibre est collée sur un support mécanique en forme de U (Fig. IV.12). Le support en U est fixé sur une platine de translation xy pour ajuster l'axe de la fibre et l'axe de rotation autant que possible de manière coaxiale (Image dans la figure IV.8(b)). Ensuite, la platine xy est montée sur une platine rota-

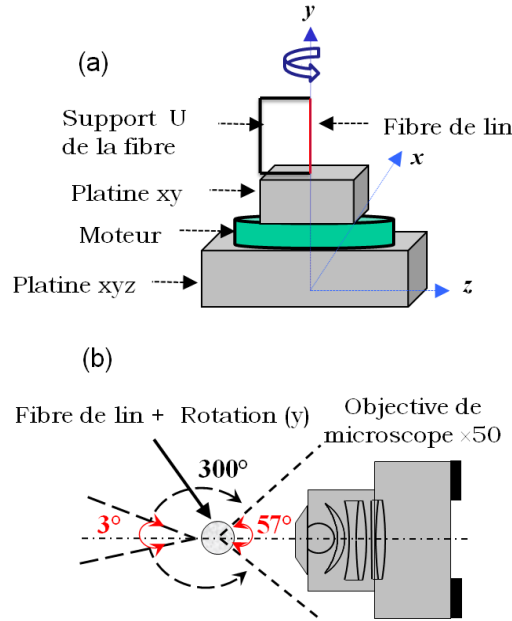


FIGURE IV.12 – Schéma du dispositif de tomographie : (a) platine en rotation de la fibre de lin, and (b) zone des angles morts (angle mort $\approx 60^\circ$).

tive motorisée, qui est montée sur une platine de translation xyz avec butées micrométriques (Image dans la figure IV.8). Cette dernière platine de translation est utilisée pour centrer la fibre de lin dans le champ de vision (fig. IV.12(a)). Du fait de la fixation de la fibre, il n'est pas possible d'effectuer une rotation complète de 360° . Le support en U limite la rotation sur un secteur angulaire d'environ $2 \times 30^\circ$ de part et d'autre de l'objectif de microscope (Fig. IV.12(b)). On remarque qu'il existe également une zone morte lorsque le support U tourne juste en face de l'objectif du microscope. Cette zone morte est estimée à environ 3° . Les rotations de la fibre et les acquisitions des hologrammes sont contrôlés par l'ordinateur. Dans cette expérience, on enregistre 604 rotations par pas de $0,5^\circ$. Selon [260], une telle collecte des projections est suffisante pour obtenir la résolution maximale de la reconstruction tomographique.

IV.6 Résultats expérimentaux

IV.6.1 Reconstruction numérique

A titre d'illustration, la figure IV.13 présente la procédure de reconstruction de l'hologramme appliquée au niveau du plan du capteur. La figure IV.13(a) présente un

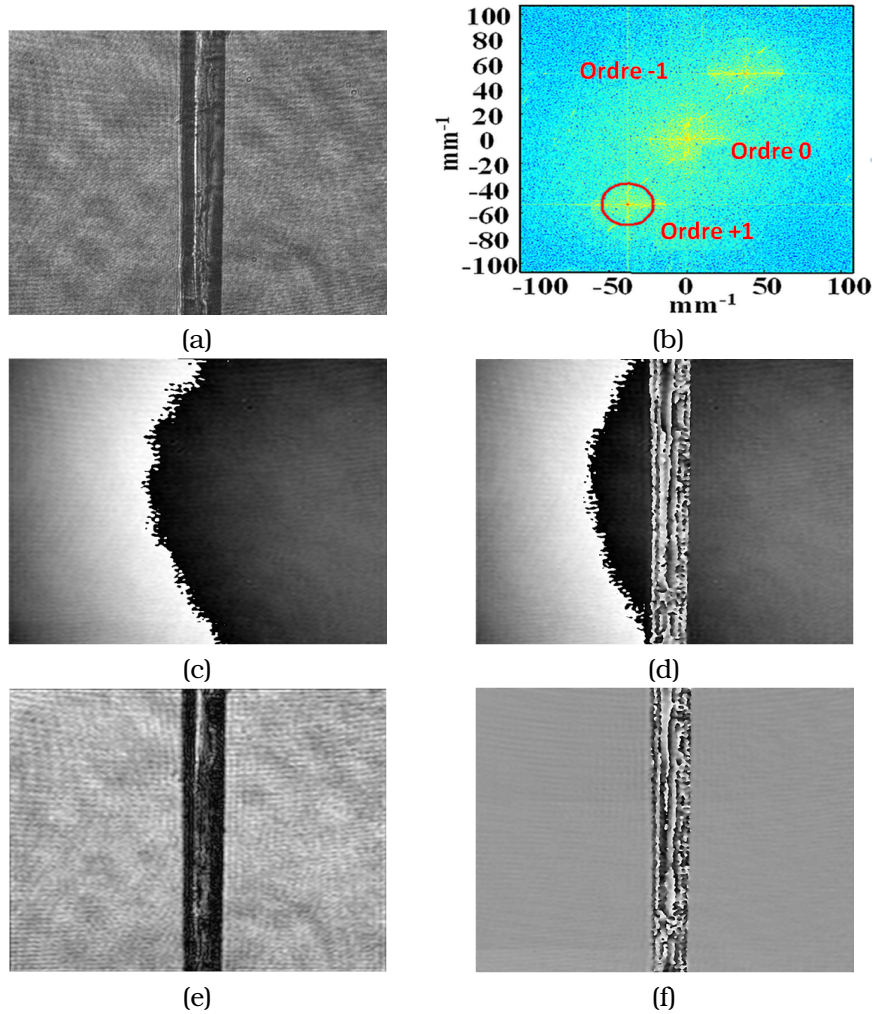


FIGURE IV.13 – (a) hologramme numérique hors-axe, (b) spectre d'hologramme, (c) phase reconstruite sans objet (à vide), (d) phase reconstruite en présence de la fibre de lin, (e) amplitude objet reconstruit, et (f) phase objet reconstruite après la phase de compensation.

hologramme numérique hors-axe enregistré avec le dispositif expérimental présenté sur la figure IV.7 avec la fibre de lin utilisée comme objet. Le spectre de Fourier bi-dimensionnel calculé à partir de l'hologramme numérique est présenté dans la figure IV.13(b) où nous pouvons voir que les différents termes produisent des contributions

bien séparées. En effet, un filtrage spatial dans le domaine de Fourier a été appliqué au spectre pour éliminer l'ordre zéro et l'image virtuelle par le recadrage d'une région d'intérêt autour de l'ordre +1. La reconstruction de l'hologramme numérique est basée sur le filtrage dans le plan de Fourier comme décrit dans la réf [274, 275].

La fonction de filtrage est centrée à la fréquence spatiale de l'onde porteuse à $\{u_r, v_r\} = \{-38,08; -52,69\} \text{ mm}^{-1}$. Dans le dispositif expérimental, la résolution latérale théorique de l'objectif de microscope est d'environ $1,22/2 \times \text{ON} = 0,59 \mu\text{m}$. Ensuite, la bande passante du filtre doit être choisie de telle sorte qu'elle ne dégrade pas la résolution. Compte tenu de la valeur du grandissement optique γ_{opt} , la résolution dans le plan d'enregistrement est d'environ $\rho_x = 30 \mu\text{m}$. Ainsi, la bande passante est choisie à $2Ru = 1/0,03 = 33,3 \text{ mm}^{-1}$. Il s'ensuit que la résolution spatiale de l'image reconstruite est celle de l'objectif de microscope. La figure 1. IV.13(b) représente le spectre de fréquences spatiales de l'hologramme enregistré. La cercle rouge correspond à l'ordre +1, qui est filtré. La figure IV.13(c) montre la carte de la phase reconstruite sans objet (à vide). La figure IV.13(d) présente la phase reconstruite en présence de la fibre de lin. La figure IV.9(e) donne une image d'amplitude obtenue par la reconstruction numérique de l'hologramme de la figure IV.13(a). On observe dans la figure IV.13(c) et IV.13(d) la présence d'une courbure résiduelle* dans la carte de phase, qui est liée à la difficulté de régler l'interféromètre en teinte plate. La figure IV.13(f) montre la carte de la phase objet reconstruite après le processus de compensation de la courbure résiduelle de la phase interférométrique.

IV.6.2 Refocalisation des amplitudes

Comme indiqué précédemment, la mesure de l'amplitude complexe du champ diffracté par la fibre permet de refocaliser numériquement la fibre et donc de compenser en partie le défaut de mise au point dû au run-out et à l'instabilité mécanique. La phase optique du champ mesuré avec le microscope à vide est systématiquement soustraite à la phase mesurée avec la fibre (voir figure IV.13(c) et IV.13(f)). On recherche la meilleure mise au point numérique de la reconstruction de l'image en recalculant la fibre à différentes distances Δz par la fonction de transfert du spectre angulaire. L'onde d'objet complexe a été propagée dans l'intervalle $\Delta z = \{-20; +20\} \text{ mm}$ par pas de $0,2 \text{ mm}$. Notons que la détection de mise au point dans l'imagerie holographique numérique ont été rapportés dans [287–294]. Typiquement, dans l'ensemble d'images reconstruites le long de la direction z , le meilleur focus de l'image est estimé en utilisant un certain type d'indicateur de la netteté. Généralement, la netteté d'une image est d'approcher sa position vers la meilleure mise au point. Les indicateurs couramment adoptés comprennent : indicateur d'entropie [288], indicateur de variance [287, 289], indicateur de gradient [287], indicateur spectral [287], indicateur de coefficient de corrélation [290], amplitude de plus faible contraste [291], distribution de Wigner [293], ou contraste de phase [294]. Dans la plupart des cas, le critère est appliqué à la carte de phase, puisque les objets sont de purs objets de phase (des cellules par exemple).

Dans le cas de la fibre végétale, le contraste de la phase n'est pas fortement dépendant du contraste de l'amplitude. Le meilleur contraste du plan de phase est difficile à déterminer. Ainsi, le critère doit être appliqué sur les images d'amplitude plutôt

*, Des franges circulaires provenant d'un réglage imparfait de système afocal

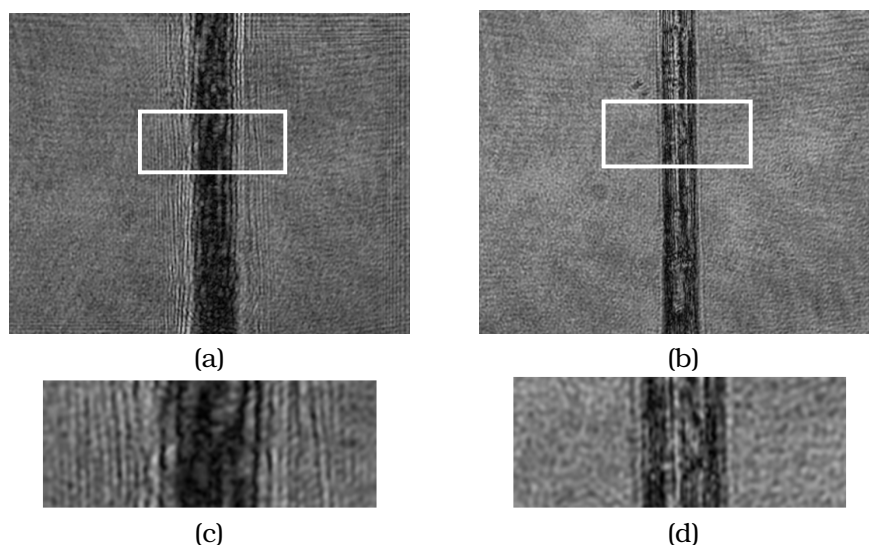


FIGURE IV.14 – Refocalisation numérique des images d’amplitude de la fibre de lin : (a) image d’amplitude défocalisée, (b) image d’amplitude refocalisée, (c) zoom de l’image d’amplitude défocalisée, la diffraction est observable aux bords de la fibre, et (d) zoom sur l’image refocalisée, dans lequel la diffraction a disparu.

que des images de phase. Nous avons constaté que le critère de l’opérateur Laplacien (LAP [287]) était le plus robuste pour déterminer le meilleur plan de mise au point de l’ensemble des images reconstruites le long de la direction z . La figure IV.14(a) montre l’image d’amplitude défocalisée calculée à partir de l’hologramme enregistré au plan du capteur. La figure IV.14(b) représente l’amplitude reconstruite de la fibre de lin pour laquelle l’image est obtenue parfaitement refocalisée à $\Delta z = 2$ mm. La figure IV.14(c) montre un zoom sur l’image défocalisée, où la diffraction est observable aux bords de la fibre. Ainsi, la figure IV.14(d) montre un zoom sur l’image mise au point, dans laquelle la diffraction a disparu grâce à la refocaliation numérique.

Afin de comparer la robustesse des critères de focalisation, la figure IV.15 montre les valeurs des trois critères LAP, GRA et VAR [287] en fonction de la distance de refocalisation Δz lorsque l’on considère la fibre de la figure IV.15. Comme on peut le voir sur la figure IV.15, la détermination de la meilleure mise au point est obtenue au pic de la courbe de LAP. D’un point de vue expérimental, nous avons constaté que ce critère est le plus adapté pour traiter l’image de la fibre végétale. Cependant, nous devons noter que le critère LAP pour la refocalisation numérique automatisée n’est pas tout à fait satisfaisant pour toutes les situations de refocalisation. Cela signifie que le critère de LAP est le plus adapté, mais qu’il ne garantit pas la refocalisation numérique automatique de tous les hologrammes enregistrés.

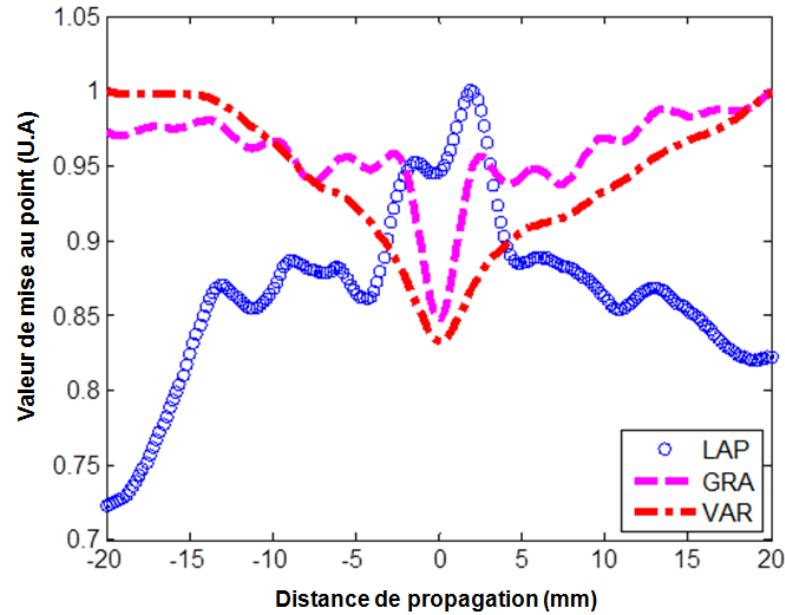


FIGURE IV.15 – Comparaison des trois critères de focalisation appliqués à l'image d'amplitude de la fibre de lin (LAP, GRA et VAR d'après réf : [287]) ; dans ce cas seulement LAP est capable de récupérer la bonne distance de mise au point à $z = 2$ mm.

IV.6.3 Correction du run-out

Après avoir terminé le processus complet de refocalisation numérique pour chaque image d'amplitude, on observe qu'au cours de la rotation, la fibre de lin a subi un défaut d'alignement sur l'axe de rotation, pour cela la compensation du run-out est également nécessaire. Comme indiqué dans la section IV.3, des imperfections mécaniques de la rotation induisent le phénomène du run-out dans le plan [227, 258, 261]. Ce phénomène est amplifié par des mouvements parasites imprévisibles. La conséquence est que la position latérale de l'axe de rotation n'est pas stable et change dans la direction latérale du champ de vision de façon aléatoire. Cet effet doit être compensé avant d'appliquer l'algorithme de rétro-projection. Dans ce travail, la compensation du run-out est réalisé en utilisant la corrélation des images numériques, connue sous l'appellation DIC *en anglais* (digital image correlation), lorsque cela est possible. Cette méthode est très en vogue en mécanique des matériaux, notamment pour mesurer les coefficients d'élasticité [295]. Les valeurs de re-centrage dans la direction x et la direction y ont été calculées sur les images d'amplitude par l'algorithme nommé « SPA » (spectral phase algorithm *en anglais*) [296–299]. C'est l'une des seules techniques à l'heure actuelle où le décalage entre deux imagerie est calculé dans l'espace de Fourier plutôt que dans l'espace direct. On calcule le décalage en mesurant la rotation de phase par moindres carrés pondérés et en tenant compte des sauts de phases. L'algorithme calcule les décalages par récurrence de la fréquence spatiale la plus faible vers la fréquence spatiale la plus haute. Cette dernière est limitée par la taille des imagerie.

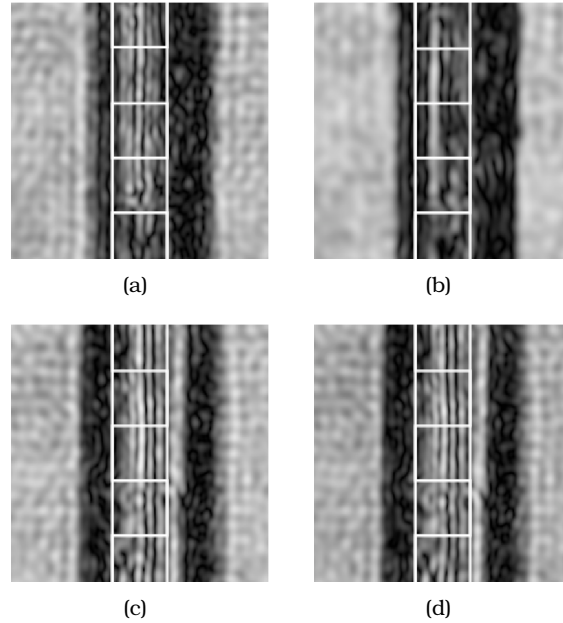


FIGURE IV.16 – Zoom sur la fibre pour (a) projection 1, (b) projection 2, (c) projection 233, and (d) projection 234.

Notons que la DIC a été possible parce que les images des amplitudes sont tachetées (présence de l'effet speckle). La première projection a été utilisée arbitrairement comme référence pour calculer la gigue horizontal u et la gigue vertical v de la seconde projection. La seconde projection est ensuite recentrée sur la première par une translation 2D (méthode de Fourier). Puis après le re-centrage, la seconde image est devenue la nouvelle référence pour le calcul de la gigue de la troisième image. Cette procédure a été appliquée étape par étape de la première à la dernière projection. Ce n'était pas possible de calculer toutes les valeurs de gigue avec une seule référence, parce que les images d'amplitude sont décorrélés rapidement en raison de la rotation autour de la direction z . La figure IV.16 montre des exemples des imagerie utilisées pour la corrélation des images numériques. La taille des imagerie (32 pixels au carré dans le cas de la Fig.IV.16) doit être aussi élevée que possible. En fait, il s'agit d'un compromis entre deux exigences qui assurent le succès de la DIC : celle d'avoir suffisamment d'informations de niveau de gris, et celle de ne pas intégrer la référence qui est statique dans la DIC. À noter que dans certains cas, la DIC échoue. Ce fut le cas entre la projection 1 et 2 (comparer la Fig.IV.16(a) et la Fig.IV.16(b)). Quand cela s'est produit, le recentrage a été appliqué manuellement.

IV.7 Reconstruction 3D de la géométrie d'une fibre de lin

Après la compensation de la défocalisation et l'effet du run-out, la reconstruction tomographique 3D est réalisée à partir de la méthode de rétroprojection filtrée* et le recueil des 604 projections optiques. À noter que dans ce travail, au lieu d'utiliser la phase [300], seules les images d'amplitude de la fibre sont d'intérêts (tomographie projective). La phase optique est utile pour la refocalisation numérique pour compenser le run-out hors-mise au point. À l'inverse, les images des cartes de phase ne peuvent pas être utilisées pour obtenir la forme 3D. En effet, compte tenu de la figure IV.13(f), la phase est roulée ("wrapped") à cause des fortes variations de phase qui se produisant pendant la propagation de la lumière à travers la fibre. Malheureusement, cette phase ne peut être déroulée ("unwrapped") contrairement aux techniques d'adaptation d'indice de réfraction qui conduisent à la phase déroulée.

Dans la refocalisation numérique, 581 images d'amplitude de la fibre végétale ont été sélectionnées, ce qui signifie que 23 projections n'étaient pas directement exploitables. Le critère de LAP est donc relativement satisfaisant. Afin de réduire le temps de calcul, une zone d'intérêt de 173×143 pixels centrée sur la fibre a été sélectionnée sur chaque image d'amplitude. Après le post-traitement des données avec le logiciel libre OSCaR [287], la forme géométrique 3D complète de la fibre de lin a été obtenue. La figure IV.17(a) montre une projection[†] (sinogramme) dans le plan $x - z$ de la fibre. La forme de section transversale de la fibre de lin varie d'une forme polygonale à elliptique comme il a été déjà mentionné dans la littérature [12, 301]. Cette forme peut être une conséquence du contact de la fibre avec les autres fibres dans le faisceau pendant la croissance de la plante. La figure IV.17(b) montre une vue en 3D de la fibre de lin reconstruite en volume. La figure IV.17(c) présente une coupe de la fibre de lin qui nous montre le profil intérieur de la fibre, ce qui donne un meilleur aperçu de sa structure. Le cœur creux de la fibre, le *lumen*, peut être clairement vu. Certains éléments internes dans la fibre, à l'échelle du micron, sont également visibles. Selon la littérature [12, 301], le cœur creux (le *lumen*) de la fibre de lin, devrait être vide. Dans le cas d'une fibre tubulaire qui a une section parfaitement circulaire, le cœur est homogène (comme le cas d'une fibre optique qui a un cœur non creux); la projection optique d'une telle fibre conduit à un éclairage uniforme de la partie centrale de l'image de la fibre. Dans le cas d'une fibre végétale, la projection optique révèle un éclairage non uniforme (voir Fig. IV.16) qui est induit par la grossièreté de la forme et des interfaces internes de la fibre. Ainsi, un modèle de speckle apparaît dans la partie centrale de la plupart des projections (images d'amplitude) de la fibre. En raison du processus de reconstruction 3D, ce caractère aléatoire est récupéré dans la géométrie 3D de la fibre. Comme le bruit est principalement localisé dans la partie centrale des projections de la fibre, certains objets peuvent apparaître dans la région creuse, tandis que les régions non-creuses sont sans artefacts. Cela signifie que la présence de quelques matières au cœur de la fibre tomographiée sont des artefacts internes de la reconstruction tomographique. Un post-traitement de segmentation des données

*, D'après nos essais, le filtre de Hann donne le meilleur compromis (avec une fréquence de coupure réduite égale à 0.85).

†. Une tranche de la fibre obtenue par rétroprojection filtrée via l'amplitude

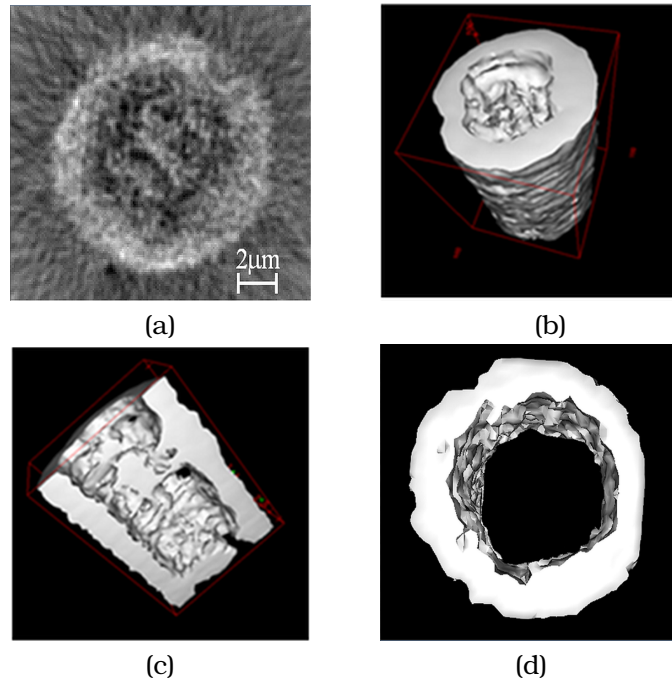


FIGURE IV.17 – Vue en 3D de la fibre de lin reconstruite par l'algorithme de tomographie projective : (a) tranche d'une fibre de lin (sinogramme) dans le plan $x - z$, (b) vue 3D en surface, (c) vue intérieure du cœur de la fibre, et (d) contours internes et externes de la fibre de lin (contour et centre).

des images peut être appliqué de manière à éliminer la matière interne prévue dans le cœur reconstruit. La figure IV.17(d) montre les contours internes et externes de la fibre, après avoir enlevé la matière interne qui apparaît dans le cœur. Ce résultat présente les irrégularités de la forme interne et externe de la fibre. Notons que ce type de données est *a priori* pertinent pour l'identification de certains modes acoustiques de la fibre. En particulier, les premiers modes de Rayleigh de la fibre ne sont pas influencés par les petits défauts qui apparaissent sur la surface libre de la fibre. Ils sont principalement dépendants de la forme "moyenne", qui est mesurée par la méthode proposée. La géométrie 3D obtenue par la méthode de tomographie optique par projection est donc suffisante pour effectuer la modélisation par éléments finis (MEF) de la fibre de lin.

IV.8 Discussion

Il existe certains facteurs importants qui doivent être contrôlés pour appliquer avec succès l'approche proposée sur des fibres végétales micrométriques. Tout d'abord, il est obligatoire que le grandissement transversal du microscope reste constant quel que soit le déplacement longitudinal de la fibre, lorsqu'elle est soumise à des dérives ou des instabilités mécaniques ; cela peut être corrigé en ajustant très précisément

la configuration dans un système afocal et en calibrant précisément le grandissement pour être sûr qu'il est invariant. Deuxièmement, le critère pour la refocalisation numérique automatisée n'est pas explicitement défini ; comparant les différentes méthodes disponibles [287–294], nous avons constaté que le LAP semble d'être le critère le plus robuste, avec un certain succès, mais il ne peut pas garantir la refocalisation automatique de toutes les vues de projection. Cela signifie que le coût à payer, est que nous devons sacrifier certaines images que nous ne pouvons pas refocaliser automatiquement. En ce moment, il n'y a pas de solution idéale et des idées alternatives doivent émerger. De plus, les fibres végétales se comportent comme un objet relativement transparent à la lumière visible, ce sont des objets fortement réfractant de sorte qu'ils agissent comme des lentilles cylindriques. La conséquence est que l'onde objet est fortement déformée après avoir traversé la fibre irrégulière, et génère des « points chauds » entre le plan de la fibre et le plan du capteur [302]. Bien que l'enregistrement de plusieurs projections après la rotation de la fibre conduit à diminuer l'influence des « points chauds », il existe une propagation arrière de ces points focaux secondaires à l'intérieur de *lumen* reconstruit. C'est pourquoi de la matière peut apparaître à l'intérieur du *lumen*, alors qu'il devrait être vide (voir Fig. IV.17(c)). La suppression de la matière à l'intérieur du cœur peut être obtenue par un traitement de l'image finale pour obtenir des résultats en bon accord avec les connaissances actuelles sur ce sujet [12, 301].

IV.9 Conclusion et Perspectives

En conclusion, ce chapitre décrit une méthode de micro-tomographie projective pour la caractérisation 3D *in-situ* des fibres végétales micrométriques. La configuration est basée sur la microscopie holographique numérique. La capacité holographique de la configuration est utile pour compenser le run-out de la fibre durant les rotations, conduisant à la refocalisation des images floues. En outre, l'effet du run-out hors mise au point est compensé par corrélation d'images numérique. Les images d'amplitude du procédé holographique sont calculées avec l'algorithme de rétroprojection filtrée (FBP) pour obtenir la forme 3D interne et externe de la fibre végétale. Les premiers résultats expérimentaux obtenus avec l'approche proposée appliquée à la fibre de lin ont été présentés. Un post-traitement peut être appliqué pour enlever la matière dans le cœur et ne conserver que la forme des contours interne et externe de la fibre, qui sont uniquement pertinents pour modéliser les vibrations des modes propres de la fibre, de sorte que l'identification des modes acoustiques de la fibre peut être réalisée. Une étude préliminaire sera menée sur la façon dont les modes de vibration sont modifiés par rapport à enlever / garder la matière au cœur de la fibre, et quel degré d'idéalisation nous pouvons accepter concernant les données 3D. Nous espérons, dans un proche avenir, développer la combinaison entre les mesures du dispositif des ultrasons laser (USL) et le dispositif de micro-tomographie par projection holographique pour étudier les propriétés élastiques des fibres végétales.

Conclusion générale et perspectives

Conclusion générale Les travaux présentés dans ce manuscrit concernent l'étude des propriétés d'élasticité et d'amortissement des fibres de diamètres micrométriques qui sont utilisées comme renfort dans les matériaux composites. Dans ce but, nous avons développé une méthode de caractérisation basée sur la technique de spectroscopie de résonance ultrasonore laser (L-RUS) qui associe des mesures vibratoires sans contact par laser à une modélisation des modes de vibration par éléments finis (FEM). Dans le cas de fibres végétales, comme la fibre de lin, l'application de la méthode L-RUS requiert la connaissance préalable de la géométrie réelle en 3D de la fibre unitaire dans la zone de mesure. Pour déterminer cette géométrie, nous avons développé un dispositif de micro-tomographie optique *in-situ* de la fibre en utilisant une technique de microscopie holographique numérique.

Nous avons porté notre attention sur la propagation des ondes acoustiques guidées dans le cas d'un cylindre plein homogène et isotrope ou isotrope transverse de section circulaire. Pour ce faire, nous avons utilisé la solution analytique de I. Mirsky valable pour les matériaux isotropes transverses ainsi que dans le cas isotrope. Ce modèle a été appliqué dans le cas d'une fibre d'aluminium pour le calcul des fréquences propres des modes guidées, ainsi que l'ensemble de leurs courbes de dispersion. Une modélisation numérique par éléments finis (EF) a ensuite été réalisée et comparée avec succès aux résultats analytiques obtenus pour tester notre programme de calcul. Une classification des modes acoustiques guidées a été présentée dans le cas d'une structure cylindrique homogène isotrope. Plus particulièrement, nous avons vu que les courbes de dispersion des modes guidés présentent certaines similitudes avec les modes de Lamb. Afin de mettre en évidence la levée de dégénérescence liée à un léger défaut de circularité d'un cylindre de symétrie de révolution, nous avons déterminé numériquement les fréquences propres de chaque mode guidé pour différentes valeurs d'ellipticité. En effet, le phénomène est clairement observé numériquement, en particulier avec le premier mode de galerie à échos $WG(1, 1)$. L'utilisation de la théorie des groupes simplifie de façon significative le traitement numérique du problème. De plus, les modes résonants ont pu être identifiés et suivis en ellipticité à partir des

modes du cylindre circulaire. Cette étude numérique a permis de mettre en avant la détermination de paramètre d'ellipticité de chaque mode guidé à partir de la levée de dégénérescence.

Nous avons mis en œuvre une méthode de spectroscopie de résonance ultrasonore laser (L-RUS) pour évaluer les propriétés élastiques transverses des fibres micrométriques. Une description détaillée de la génération et la détection optique des ultrasons dans un fil d'aluminium de diamètre $32,7\ \mu\text{m}$ a d'abord été proposée. L'excitation des modes de section avec $k \approx 0$ (au voisinage de centre de zone) nécessite une source acoustique elliptique considérablement plus longue que le diamètre de la fibre. Ces modes impliquent des déformations planes dans le plan perpendiculaire à l'axe z de la fibre. Les fréquences à exciter et à mesurer sont situées en deçà de 1 GHz. Une étude a porté sur l'effet de la température due à l'échauffement par le faisceau laser dans la zone de mesure. Nous avons montré que dans les conditions expérimentales utilisées l'élévation de la température est trop petite pour provoquer des modifications importantes des propriétés élastiques, dans le cas d'une fibre d'aluminium. Afin d'obtenir une évaluation des propriétés élastiques transverses de la fibre, nous avons identifié par éléments finis les modes de vibrations associées aux fréquences propres mesurées. La modélisation numérique 2D a été confrontée à un résultat expérimental obtenu sur une fibre d'aluminium. Un très bon accord a alors été observé. Des mesures vibratoires ont été aussi réalisées sur une fibre de Kevlar 49. Cependant, la spectroscopie de résonance des modes de section ne permet de déterminer que les deux constantes élastiques C_{11} et C_{12} de la fibre. Dans le cas d'une fibre anisotrope, cette méthode ne permet pas d'accéder à l'ensemble des constantes élastiques. Pour cette raison, nous avons proposé d'étudier la propagation des ondes acoustiques guidées le long de l'axe de la fibre. Afin d'accéder à l'ensemble des constantes élastiques, nous avons déterminé expérimentalement les courbes de dispersion d'un nombre suffisant de modes guidés, pour $k \neq 0$. Le résultat d'une expérience réalisée sur fibre d'aluminium a été confronté à un résultat de simulation issu du modèle analytique. Un très bon accord a alors été observé. Nous avons utilisé la méthode de Matrix-Pencil, pour déterminer les fréquences des modes pour différentes valeurs du vecteur d'onde. Cette méthode donne une valeur de la fréquence avec une précision meilleure que la résolution spectrale de l'image sur l'axe des fréquences. De plus, la méthode de Matrix Pencil donne une valeur complexe qui permet d'évaluer le temps d'amortissement de tous les modes par le biais de sa partie imaginaire.

Enfin, nous nous sommes concentrés sur l'étude vibratoire d'une fibre élémentaire de lin. Un film d'or semi-transparent est déposé sur le côté de la fibre faisant face au faisceau de pompe. Le film d'or joue le rôle de transducteur opto-acoustique. Le comportement vibratoire d'une fibre de lin est très différent de celui des matériaux homogènes et isotropes. Nous avons montré à l'aide d'un plan d'expériences numérique que les paramètres géométriques ont une incidence considérable sur les fréquences de résonance d'une fibre creuse non circulaire. L'analyse performante des propriétés mécaniques de la fibre de lin nécessite dans un premier temps de modéliser correctement la fibre étudiée, ceci requiert de connaître précisément son profil extérieur, ainsi que les dimensions du lumen, sur la section inspectée par ultrasons laser. Dans ce but, nous avons développé un système de micro-tomographie projective pour la caractérisation 3D *in-situ* de la fibre unitaire de lin. La configuration est basée sur la

microscopie holographique numérique. La capacité holographique de la configuration est utile pour compenser le run-out de la fibre durant les rotations, conduisant à la refocalisation des images floues. Les images d'amplitude du procédé holographique sont calculées avec l'algorithme de rétroprojection filtrée (FBP) pour obtenir la forme 3D interne et externe de la fibre de lin. Les premiers résultats expérimentaux obtenus avec l'approche proposée appliquée à la fibre de lin ont été présentés.

Perspectives Les perspectives de ce travail expérimental sont multiples et variées. La première d'entre elles concerne l'étude de la propagation des ondes guidées dans une fibre anisotrope par la détermination expérimentale des courbes de dispersion pour évaluer l'ensemble des constantes élastiques avec, notamment une application à la fibre de lin. Dans le cas des fibres végétales à section non circulaire comme la fibre élémentaire de lin, il sera nécessaire d'utiliser la méthode des éléments finis semi-analytique (SAFE) pour étudier numériquement la propagation des ondes acoustiques guidées dans ce type de fibre. Le dispositif expérimental développé dans cette thèse possède l'avantage de proposer de nombreuses configurations de faisceaux pour évaluer les propriétés mécaniques longitudinales et transverses d'une fibre unitaire. Il permettrait en outre de mesurer les modes à vitesse de groupe nulle (ZGV) pour déterminer avec précision les constantes élastiques d'une fibre micrométrique.

D'autres perspectives émanent des conclusions du chapitre IV. Il existe des facteurs importants qui doivent être contrôlés pour appliquer avec succès l'approche proposée sur des fibres végétales micrométriques. De plus, les fibres végétales se comportent comme un objet relativement transparent à la lumière visible ce sont des objets fortement réfractant de sorte qu'ils agissent comme des lentilles cylindriques. La réfraction de la lumière dans la fibre devra alors être prise en compte dans la reconstruction 3D. Il faudrait également développer un système combinant les mesures par ultrasons laser et le dispositif de micro-tomographie par projection holographique pour identifier les modes de section de la fibre. A terme, nous pensons améliorer la connaissance des caractéristiques mécaniques de ces fibres. Ceci permettra d'une part d'améliorer la simulation du comportement mécanique des composites bio-sourcés et, d'autre part, d'étudier le rôle que joue la fibre élémentaire de lin dans l'amortissement des polymères renforcés par ces fibres.

ANNEXES

Nomenclature des modes guidés dans un cylindre à symétrie de révolution *

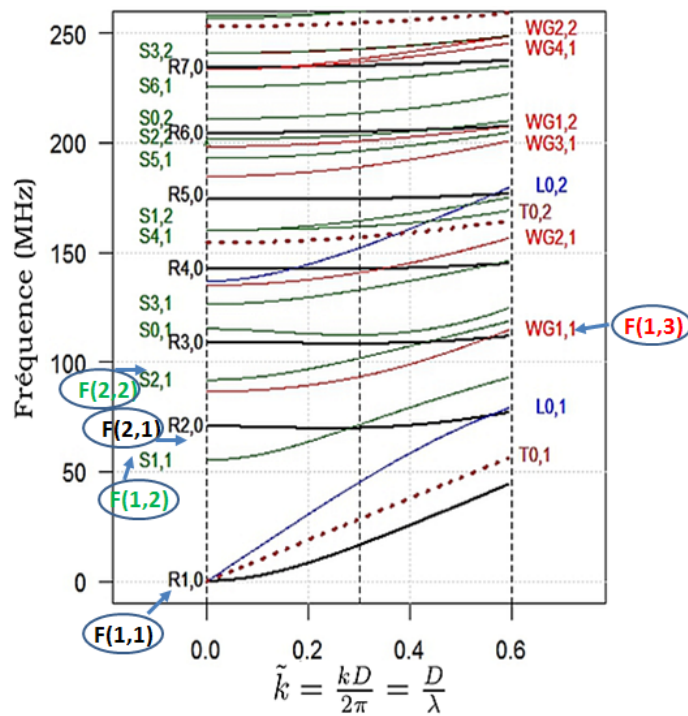


FIGURE A.1 – Courbes de dispersion calculées pour un fil d'aluminium isotrope [41]

*. La classification proposée par H. KHELFA et D. MOUNIER est peu utilisée dans la littérature, puisque le plus souvent on ne parle que de modes longitudinaux $L(0, n)$ et de modes de flexion $F(m, n)$ $m > 0$.

Mode de Rayleigh $R(m, n)$	Mode de Flexion $F(m, n)$
$R(1, 0)$	$F(1, 1)$
$R(2, 0)$	$F(2, 1)$
$R(3, 0)$	$F(3, 1)$
$R(4, 0)$	$F(4, 1)$
$R(5, 0)$	$F(5, 1)$
$R(6, 0)$	$F(6, 1)$
$R(7, 0)$	$F(7, 1)$
$R(m, 0)$	$F(m, 1)$

TABLE A.1 – Nomenclature des modes Rayleigh utilisés $R(m, 0)$ et standards $F(m, n)$ [303].

Mode de galerie à échos $WG(m, n)$	Mode de Flexion $F(m, n)$ [303].
$WG(1, 1)$	$F(1, 3)$
$WG(2, 1)$	$F(2, 3)$
$WG(3, 1)$	$F(3, 3)$
$WG(1, 2)$	$F(1, 5)$
$WG(4, 1)$	$F(4, 3)$
$WG(2, 2)$	$F(2, 5)$
$WG(m, n)$	$F(m, n)$

TABLE A.2 – Nomenclature des modes de galerie à échos utilisés $WG(m, n)$ et standards $F(m, n)$ [303].

Mode de cisaillement axial $S(m, n)$	Mode de Flexion $F(m, n)$
$S(1, 1)$	$F(1, 2)$
$S(2, 1)$	$F(2, 2)$
$S(0, 1)$	$F(0, 1)$
$S(3, 1)$	$F(3, 2)$
$S(4, 1)$	$F(4, 2)$
$S(1, 2)$	$F(1, 4)$
$S(5, 1)$	$F(5, 2)$
$S(2, 2)$	$F(2, 4)$
$S(0, 2)$	$F(0, 2)$
$S(6, 1)$	$F(6, 2)$
$S(3, 2)$	$F(3, 4)$
$S(m, n)$	$F(m, n)$

TABLE A.3 – Nomenclature des modes de cisaillement axial utilisés $S(m, n)$ et standards $F(m, n)$ [303].

Annexe **B**

Code de calcul avec **R** [304] pour
les fréquences propres des modes
guidés *

*, Le code de programme a été fait par Denis Mounier

```

# Programme Lib_SecularEq_TransverseIsotropy.R

# Pour un cylindre plein d'un matériau isotrope transverse dont l'axe d'isotropie est l'axe
# du cylindre,
# l'objectif du programme est de calculer la courbe de dispersion d'un mode guidé :
#  $\omega(k)$ , où  $\omega=2\pi f$  est
# la pulsation et  $k$  le vecteur d'onde axial.
#
# Le calcul de la fréquence  $f$  d'un mode guidé dans un cylindre formé d'un matériau isotrope
# transverse
# repose sur l'article de :

# [1] I. Mirsky, JASA 37(6),1016-1021 (1965)
#
# Le programme utilise plusieurs fonctions :

# SecularEqPar=function(f,p) : calcule les éléments de la matrice  $M$  pour le calcul de
#  $\det(M)$ , qui est "l'équation séculaire".
# EqModeF=function(f,p) : calcule  $\det(M)$  pour les modes flexuraux : modes de
# Rayleigh (R) et modes de galerie à échos (G)
# EqModeL=function(f,p) : calcule  $\det(M)$  pour les modes longitudinaux (L)
# EqModeT=function(f,p) : calcule  $\det(M)$  pour les modes de torsion (T)
# f : est la fréquence en MHz
# p : est une liste de paramètres relatifs au mode guidé et
# à l'échantillon.
# Le paramètre  $p$  se trouve sous la forme d'une liste de trois
# éléments :
# m=p[[1]] : un entier positif qui est l'ordre
# circonférenciel du mode guidé  $X_{m,n}$  avec  $X=R, G, L$  ou  $T$ 
# nz=p[[2]] : Nombre d'onde longitudinal sans dimension
# (nombre réel) :  $D/\lambda=kD/2\pi$  ( $k=\alpha$  dans Mirsky, JASA (1965))
# Ech=p[[3]] : Tableau de données (Data frame) concernant la
# fibre : son diamètre, les constantes élastiques et la masse volumique du matériau.
# Le tableau "Ech" est chargé en mémoire à partir
# de la lecture d'un fichier en format .txt.
#
# ModesSection= fonction(IntervalFreq,Fibre) : calcule la liste des fréquences
# propres des modes de section
# dans l'intervalle "IntervalFreq" pour
# l'échantillon "Fibre".
#
# L'objet "mode" est structuré en quatre colonnes de la
# manière suivante :
# Modes m n freq.MHz
# R2,0 2 0 70.668
# G1,1 1 1 86.54
#

```

```
#####
#       SecularEqPar=function(f,p){...}
#####
#       Fonction calculant les paramètres permettant de construire une l'équation séculaire
#       d'un mode guidé
#       d'une fibre cylindrique
#       Entrée :
#       f : fréquence, en MHz, de l'équation séculaire
#       p : paramètres nécessaires au calcul de la matrice de l'équation séculaire ( ordre
#       circonférentiel m et vecteur d'onde axial)
#       et de la fibre (son diamètre, les cinq constantes élastiques du matériau
#       isotrope transverse, sa masse volumique).
#
#       En sortie :
#       Un objet de type liste comprenant :
#       - la matrice M de dimensions 3x3,
#       - les trois coefficients : beta1, gamma1 et gamma2 des fonctions de Bessel.
#

SecularEqPar=function(f,p){
#   f   : fréquence en MHz,
#   nz  : Vecteur d'onde adimensionné
#   p   : Paramètres du mode et de l'échantillon
#
m=p[[1]] # Ordre du mode Xm,n (Attention dans l'article de Mirsky l'entier m se nomme n).
nz=p[[2]] # Nombre d'onde longitudinal sans dimension : nz=D/lambda=kD/2pi
Ech=p[[3]] # Data frame contenant les paramètres de la fibre : diamètre, constantes
élastiques et
# masse volumique. Le tableau de données comprend trois colonnes et est structuré,
# dans le cas d'une fibre d'aluminium (E=69,6GPa et Nu=0.35), de la manière suivante :
#####
# Param   Value      Unit
# D        32.7e-6    m
# C11      111.7037e9  Pa
# C33      111.7037e9  Pa
# C12      60.14815e9  Pa
# C13      60.14815e9  Pa
# C44      25.77778e9  Pa
# rho      2700       kg/m3
#####

D=Ech[1,2] # Diamètre cylindre, en m
R = D/2 # Rayon du cylindre

# Constantes élastique d'un milieu isotrope transverse (5 constantes indépendantes)
# avec l'axe z du cylindre comme axe d'isotropie
c11 = Ech[2,2]/1e9
c33 = Ech[3,2]/1e9
c12 = Ech[4,2]/1e9
c13 = Ech[5,2]/1e9
c44 = Ech[6,2]/1e9
c66=(c11-c12)/2

if (f==0) f=1e-6

# Masse volumique du milieu
rho = Ech[7,2]/1e9
```

```

# Pulsation en rad/s
w= 2*pi*f*1e6
r2=rho*w^2*R^2/c66 # Rapport sans dimension (quotient d'une pression centrifuge à la
surface du cylindre sur une contrainte de cisaillement)
c=pi*nz # c=alpha*R : Vecteur d'onde axial sans dimension. "alpha", d'après la
notation de l'article de Mirshy,
# est le vecteur d'onde axial. alpha*z est la phase initiale de l'onde
guidée.
# nz=D/lambda=alpha*D/(2pi)=alpha*R/pi=c/pi, où lambda est la longueur
d'onde axiale du mode.

#####
# Article de référence : I. Mirsky, JASA 37(6),1016-1021 (1965)
#####

# Coefficients de l'équation du second degré :  $A*p^4 + B*p^2 + C=0$  (Eq. (18)), qui détermine
les deux coefficients :
#  $\gamma_1=\sqrt{\text{abs}(p_1^2)}$  et  $\gamma_2=\sqrt{\text{abs}(p_2^2)}$ , où  $p_1^2$  et  $p_2^2$  sont les racines de
l'équation (19).
# Les coefficients  $\gamma_1$  et  $\gamma_2$  apparaissent dans les expressions des fonctions de
Bessel formant les fonctions  $g_1$  et  $g_2$ ,
# et par conséquent les deux potentiels "phi1" et "phi2".
A=c11*c44/c66^2
B=(c11+c44)/c66*r2 + c^2*(c13^2+2*c13*c44-c11*c33)/c66^2
C=(r2-c^2*c44/c66)*(r2-c^2*c33/c66)

# Discriminant de l'équation du second degré.
Discrim=B^2-4*A*C

# Le discriminant doit être positif
if (Discrim < 0) return(list(matrix(0,3,3),rep(0,3))) else {

q2=r2-c^2*c44/c66 # q2=q^2*a^2

# p12=(sqrt(Discrim)-B)/2/A # p12=p1^2*R^2 Eq. (20)
# p22=-(sqrt(Discrim)+B)/2/A # p22=p2^2*R^2

x=sqrt(abs(q2)) # = beta1*a : Eq. (17) pour le potentiel "PSI"

# Traitement à part du cas où la déformée modale ne dépend pas de z
# Paragraphe (A) page 1020.
if (nz!=0) {
p12=(sqrt(Discrim)-B)/2/A # p12=p1^2*R^2 Eq. (20)
p22=-(sqrt(Discrim)+B)/2/A # p22=p2^2*R^2
y=sqrt(abs(p12)) # = gamma1*a : Eq. (23)
z=sqrt(abs(p22)) # = gamma2*a
l1c=(-c11*p12-r2*c66+c^2*c44) / (c44+c13)
l2c=(-c11*p22-r2*c66+c^2*c44) / (c44+c13)
}
else {
y=sqrt(r2*c66/c11) # = gamma1*a : Eq. (31)
z=sqrt(r2*c66/c44) # = gamma2*a
l1c=0
l2c=r2*c66*(c11/c44-1) / (c44+c13)
}

# Traduction de l'Eq. (30) et du tableau II p. 1019 pour un cylindre plein
# d1="delta1" et d2="delta2"

```

```

if ((r2-c^2*c44/c66) < 0) {d0=-1;d1=-1;d2=-1}
  else { if ((r2-c^2*c33/c66) < 0) {d0=1;d1=-1;d2=1} else {d0=1;d1=1;d2=1} }
# Les fonctions de Bessel Km et Ym sont exclues des expressions des potentiels : "PSI",
# "phil" et "phi2"
# car ces fonctions divergent en r=0.
# Par conséquent, seules les fonctions : Jm et Im sont utilisées.
jm0 =function(r) if (d0==1) besselJ(r, nu=m) else besselI(r, nu=m)
jm1 =function(r) if (d1==1) besselJ(r, nu=m) else besselI(r, nu=m)
jm2 =function(r) if (d2==1) besselJ(r, nu=m) else besselI(r, nu=m)

jm0p =function(r) if (d0==1) besselJ(r, nu=m+1) else besselI(r, nu=m+1)
jm1p =function(r) if (d1==1) besselJ(r, nu=m+1) else besselI(r, nu=m+1)
jm2p =function(r) if (d2==1) besselJ(r, nu=m+1) else besselI(r, nu=m+1)

# Dans la matrice aij=a[i,j] pour un cylindre plein, les colonnes paires ne sont pas
# utilisées.
# La matrice aij dans l'article de Mirsky [1] de dimensions 6x6 est remplacée par une
# matrice M[i,k] de dimensions 3x3.
# Les indices de M sont modifiés de la façon suivante : a11<-M11, a13<-M12 , a15<-M13 pour
# i=1,2 et 3.
# De plus, par rapport à l'Eq. (29), la première ligne de la matrice M[1,] a été divisée par
# c66.
# L'entier n a été remplacé par lettre m.
#M11=2*m*(m-1)*jm0(x) - 2*m*d2*x*jm0p(x) # a11
#M12=(2*m*(m-1) + (c^2-l1c)*c44/c66-r2)*jm1(y) + 2*d1*y*jm1p(y) # a13
#M13=(2*m*(m-1) + (c^2-l2c)*c44/c66-r2)*jm2(z) + 2*d2*z*jm2p(z) # a15

M11=2*m*(m-1)*jm0(x) - 2*m*d2*x*jm0p(x) # a11
M12=(2*m*(m-1) + (c^2-l1c)*c44/c66-r2)*jm1(y)/y + 2*d1*jm1p(y) # a13
M13=(2*m*(m-1) + (c^2-l2c)*c44/c66-r2)*jm2(z)/z + 2*d2*jm2p(z) # a15

# Le numérateur et le dénominateur des quotients mis en facteur dans les éléments a21 et a23
# ont été multiplié par "alpha * R^2=c*R" pour donner les éléments M21 et M22.
#M21= -m*c^2/(l2c-c^2)*jm0(x) # a21
#M22= (l1c-c^2)/(l2c-c^2)*( m*jm1(y) - d1*y*jm1p(y) ) # a23
#M23= m*jm2(z) - d2*z*jm2p(z) # a25

M21= -m*c^2*jm0(x) # a21
M22= (l1c-c^2)*( m*jm1(y)/y - d1*jm1p(y) ) # a23
M23= (l2c-c^2)*( m*jm2(z)/z - d2*jm2p(z) ) # a25

M31= ( q2 - 2*m*(m-1) ) * jm0(x) - 2*d2 *x* jm0p(x) # a31
M32= -2*m*(m-1) * jm1(y)/y + 2*m*d1 * jm1p(y) # a33
M33= -2*m*(m-1) * jm2(z)/z + 2*m*d2 * jm2p(z) # a35

list(matrix(c( M11,M12,M13,
               M21,M22,M23,
               M31,M32,M33),c(3,3),byrow=TRUE),c(x,y,z))
}

}

# Fin SecularEqPar=function(f,p)

#####
# EqModeF=function(f,p){...}
#####
# Equation séculaire d'un mode "flexural" (Rayleigh ou Galerie) (m!=0)
# d'une fibre cylindrique

```

```

#   Entrée :
#       f : fréquence, en MHz, de l'équation séculaire
#       p : paramètres nécessaires au calcul de la matrice de l'équation séculaire ( ordre
circonférentiel m et vecteur d'onde axial)
#       et de la fibre (son diamètre, les cinq constantes élastiques du matériau
isotrope transverse, sa masse volumique).
#   En sortie :
#       La valeur numérique det(M)
#
EqModeF=Vectorize(function(f,p){

m=p[[1]]    # Ordre du mode Xm,n (Attention dans l'article de Mirsky l'entier m se nomme n).
nz=p[[2]]   # Nombre d'onde longitudinal sans dimension : nz=D/lambda=kD/2pi
Ech=p[[3]]  # Data frame contenant les paramètres de la fibre

Res=SecularEqPar(f,p)
M=Res[[1]]
V=Res[[2]]
if (m==0) return(NA) else {

if (nz==0) M=M[c(1,3),1:2] #
}
Re(Det(M))
}, "f")
# FIN EqModeF

#####
#       EqModeL=function(f,p){...}
#####
#       Equation séculaire d'un mode "flexural" (Rayleigh ou Galerie) (m!=0)
#       d'une fibre cylindrique
#   Entrée :
#       f : fréquence, en MHz, de l'équation séculaire
#       p : paramètres nécessaires au calcul de la matrice de l'équation séculaire ( ordre
circonférentiel m et vecteur d'onde axial)
#       et de la fibre (son diamètre, les cinq constantes élastiques du matériau
isotrope transverse, sa masse volumique).
#   En sortie :
#       La valeur numérique det(M)
#
EqModeL=Vectorize(function(f,p){

m=p[[1]]    # Ordre du mode Xm,n (Attention dans l'article de Mirsky la variable m est
désigné par la lettre n).
nz=p[[2]]   # Nombre d'onde longitudinal sans dimension : nz=D/lambda=kD/2pi
Ech=p[[3]]  # Data frame contenant les paramètres de la fibre

Res=SecularEqPar(f,p)
M=Res[[1]]
V=Res[[2]]
if (m!=0) return(NA) else {

if (nz==0) M=M[1,2] else M=M[c(1,2),2:3]
}
Re(Det(M))
}, "f")

```



```

# FIN EqModel

#####
#      EqModeT=function(f,p){...}
#####
#      Equation séculaire d'un mode "flexural" (Rayleigh ou Galerie) (m!=0)
#      d'une fibre cylindrique
#      Entrée :
#      f : fréquence, en MHz, de l'équation séculaire
#      p : paramètres nécessaires au calcul de la matrice de l'équation séculaire ( ordre
#          circonférentiel m et vecteur d'onde axial)
#          et de la fibre (son diamètre, les cinq constantes élastiques du matériau
#          isotrope transverse, sa masse volumique).
#      En sortie :
#      La valeur numérique det(M)
#

EqModeT=Vectorize(function(f,p){

m=p[[1]]      # Ordre du mode Xm,n (Attention dans l'article de Mirsky l'entier m se nomme n).
nz=p[[2]]     # Nombre d'onde longitudinal sans dimension : nz=D/lambda=kD/2pi
Ech=p[[3]]    # Data frame contenant les paramètres de la fibre

Res=SecularEqPar(f,p)
M=Res[[1]]
V=Res[[2]]
if (m!=0) return(NA) else M=M[3,1]

Re(Det(M))
}
,"f")
# FIN EqModeT

#####
#      EqModeS=function(f,p){...}
#####
#      Equation séculaire d'un mode de cisaillement axial
#      d'une fibre cylindrique
#      Entrée :
#      f : fréquence, en MHz, de l'équation séculaire
#      p : paramètres nécessaires au calcul de la matrice de l'équation séculaire ( ordre
#          circonférentiel m et vecteur d'onde axial)
#          et de la fibre (son diamètre, les cinq constantes élastiques du matériau
#          isotrope transverse, sa masse volumique).
#      En sortie :
#      La valeur numérique det(M)
#

EqModeS=Vectorize(function(f,p){

m=p[[1]]      # Ordre du mode Xm,n (Attention dans l'article de Mirsky l'entier m se nomme n).
nz=p[[2]]     # Nombre d'onde longitudinal sans dimension : nz=D/lambda=kD/2pi
Ech=p[[3]]    # Data frame contenant les paramètres de la fibre

Res=SecularEqPar(f,p)
M=Res[[1]]
V=Res[[2]]

if (nz==0) M=M[2,3]      #

```

```

Re(Det(M))
}
,"f")
# FIN EqModes

#####
#      Modesk0=function(IntervalFreq,Fibre){...}
#####
#      Cette fonction calcule toutes les fréquences propres situés à l'intérieur de
#      l'intervalle I"ntervalFreq",
#      pour une fibre dont les paramètres sont dans "Fibre".
#
#      Entrée :
#      IntervalFreq      : Intervalle de fréquences, en MHz, pour la recherche des fréquences
#      propres.
#      Fibre              : Paramètres de la fibre : diamètre, les cinq constantes élastiques
#      et la masse volumique du matériau isotrope transverse.
#      En sortie :
#      Tableau de données en quatre colonnes structurées de la manière suivante :
#
# Mode  m    n    freq.MHz
# R      2    0    70.668
# G      1    1    86.54
#
#      La première colonne donne le nom du mode selon la nomenclature Xm,n
#      Les deuxième et troisième colonnes donnent respectivement les indices m et n du mode.
#      La quatrième colonne donne la fréquence du mode de section en MHz.

Modesk0= function(IntervalFreq,Fibre,mmax=40) {

  IntFreq=c(IntervalFreq,2)  # Intervalle des fréquences
  fmax=max(IntervalFreq)
  df=data.frame("Mode"=c("R","L","T"), "m"=c(1,0,0), "n"=c(0,1,1), "freq.MHz"=c(0,0,0))

  # Modes de Rayleigh (R) et de galerie à échos (W)
  m=0
  repeat {
    m=m+1
    if (m>mmax) break
    pm=list(m,0,Fibre)      # Paramètres de l'équation séculaire VEqMode(freq,pm)
    Racines=SearchRoots(EqModeF,IntFreq,pm)
    NoRoots=length(Racines)==0
    if (!NoRoots) {
      if (m==1) {Ind=1:length(Racines) ; mode0=rep("W",length(Racines))} else {Ind=0:(length(
        Racines)-1);mode0=c("R",rep("W",length(Racines)-1))}
    }

    dfm=data.frame("Mode"=mode0,"m"=rep(m,length(Racines)),"n"=Ind,"freq.MHz"=Racines)
    df=rbind(df,dfm)}
}

```

```

# Modes S
m=-1
repeat {
  m=m+1
  if (m>mmax) break
  pm=list(m,0,Fibre)      # Paramètres de l'équation séculaire VEqMode(freq,pm)
  Racines=SearchRoots(EqModeS,IntFreq,pm)
  NoRoots=length(Racines)==0
  if (NoRoots) dfm=NULL else {
    Ind=1:length(Racines)
    mode0=rep("S",length(Racines))
    dfm=data.frame("Mode"=mode0,"m"=rep(m,length(Racines)),"n"=Ind,"freq.MHz"=Racines)
    df=rbind(df,dfm)}
}

# Modes L
pm=list(0,0,Fibre)      # Paramètres de l'équation séculaire
Racines=SearchRoots(EqModeL,IntFreq,pm)
NoRoots=length(Racines)==0
if (NoRoots) dfm=NULL else {
  Ind=2:(length(Racines)+1)
  mode0=rep("L",length(Racines))
  dfm=data.frame("Mode"=mode0,"m"=rep(0,length(Racines)),"n"=Ind,"freq.MHz"=Racines)
  df=rbind(df,dfm)}

# Modes T
pm=list(0,0,Fibre)      # Paramètres de l'équation séculaire
Racines=SearchRoots(EqModeT,IntFreq,pm)
NoRoots=length(Racines)==0
if (NoRoots) dfm=NULL else {
  Ind=2:(length(Racines)+1)
  mode0=rep("T",length(Racines))
  dfm=data.frame("Mode"=mode0,"m"=rep(0,length(Racines)),"n"=Ind,"freq.MHz"=Racines)
  df=rbind(df,dfm)}

df[order(df[,4]),] # liste triée par fréquences propres croissantes

}
# Fin ModesSection

```

Détermination robuste des fréquences et de l'amortissement des modes propres d'un signal vibratoire

C.1 Base de la méthode

En général, le signal vibratoire $s(t)$ réel résultant de la superposition de plusieurs modes de vibrations, observés dans le temps pendant une durée T et contenant du bruit, s'écrit sous la forme suivante :

$$s(t) = \sum_{m=1}^M a_m e^{i\omega_m t} + c.c + b(t), \quad 0 \leq t \leq T, \quad (\text{C.1})$$

avec,

$s(t)$: le signal mesuré,

a_m : amplitude complexe,

$\omega_m = 2\pi f_m + i/\tau_m$: la pulsation complexe où $f_m = \text{Re}[\omega_m]/2\pi$,

$\tau_m = [\text{Im}(\omega_m)]^{-1}$: Le temps caractéristique d'amortissement

$c.c$: le complexe conjugué,

$b(t)$: le bruit.

Dans la formule Eq.C.1, les pulsations complexes ω_m et les amplitudes complexes a_m sont les inconnues à déterminer. Le paramètre M correspond au nombre de modes recherchés. Le signal $s(t)$ est échantillonné sur N points : $s(t) = [s(1), s(2), \dots, s(N)]$ avec une période d'échantillonnage T_s .

La méthode de Matrix-Pencil (MP), ou "faisceau de matrices", permet de déterminer de manière plus robuste que par la méthode spectrale les fréquences et les amplitudes complexes de la décomposition en modes propres donnée par l'Eq.C.1 [148, 305, 306].

A partir du signal échantillonné de $s(t)$, on construit les deux matrices de Hankel \mathbf{Y}_1 et \mathbf{Y}_2 :

$$\mathbf{Y}_1 = \begin{bmatrix} s(1) & s(2) & \cdots & s(L) \\ s(2) & s(3) & \cdots & s(L+1) \\ \vdots & \vdots & \cdots & \vdots \\ s(N-L) & s(N-L+1) & \cdots & s(N-1) \end{bmatrix}_{(N-L) \times L} \quad (\text{C.2})$$

$$\mathbf{Y}_2 = \begin{bmatrix} s(2) & s(3) & \cdots & s(L+1) \\ s(3) & s(4) & \cdots & s(L+2) \\ \vdots & \vdots & \cdots & \vdots \\ s(N-L+1) & s(N-L+2) & \cdots & s(N) \end{bmatrix}_{(N-L) \times L} \quad (\text{C.3})$$

Le paramètre L appelé paramètre de Pencil fixe les dimensions des matrices, et permet de mieux estimer le signal en présence de bruit. On doit avoir $M \leq L \leq N - M$.

Toutefois, d'après [305] la valeur de L qui minimise la variance de l'estimation des fréquences f_m doit être telle que :

$$\frac{N}{3} \leq L \leq \frac{N}{2} \quad (\text{C.4})$$

L'ordre de grandeur de M doit correspondre au nombre de modes que l'on peut raisonnablement extraire du signal mesuré. Ce nombre peut être estimé à partir du spectre du signal $s(t)$ en dénombrant les différents pics de fréquences.

Une alternative est d'utiliser la décomposition en valeurs singulières (SVD) de la matrice \mathbf{Y}_2 , qui est de la forme suivante :

$$\mathbf{Y}_1 = \mathbf{U} \mathbf{\Sigma} \mathbf{V}^t \quad (\text{C.5})$$

où \mathbf{U} de dimension $(N-L) \times (L)$ et \mathbf{V} de dimension $L \times L$ sont deux matrices aux colonnes orthogonales, $\mathbf{\Sigma}$ est une matrice diagonale de dimension $L \times L$ contenant les L valeurs singulières positives de \mathbf{Y}_1 triées par ordre décroissant, et \mathbf{V}^t désigne la transposée de \mathbf{V} .

Chaque valeur singulière est associée à une fréquence. En particulier, les M fréquences du signal $s(t)$ sont associées aux M valeurs singulières les plus grandes. Les valeurs singulières associées aux fréquences présentes dans le bruit est nettement faible ce qui permet de séparer le signal du bruit. Cela sera illustré par l'exemple de section C.2.

Considérons $\tilde{\mathbf{\Sigma}} = \text{diag}(\sigma_1, \dots, \sigma_M)$ la matrice diagonale contenant seulement les M premières valeurs singulières de \mathbf{Y}_1 , et soit $\tilde{\mathbf{U}}$, $\tilde{\mathbf{V}}$ les matrices constituées uniquement des M premières colonnes de \mathbf{U} et \mathbf{V} , respectivement.

Pour déterminer les fréquences du signal $s(t)$, on résout le problème aux valeurs propres généralisées suivant : de la paire de matrices $[\tilde{\mathbf{U}}^t \mathbf{Y}_2 \tilde{\mathbf{V}}, \tilde{\mathbf{\Sigma}}]$, l'expression donnée par [148] :

$$(\tilde{\mathbf{U}}^t \mathbf{Y}_2 \tilde{\mathbf{V}}) \mathbf{X} = \lambda \tilde{\mathbf{\Sigma}} \mathbf{X} \quad (\text{C.6})$$

où λ est une valeur propre et \mathbf{X} un vecteur propre associé à λ . Ce problème est équivalent de la recherche des valeurs propres de la matrice $\mathbf{A} = \tilde{\Sigma}^{-1} \tilde{\mathbf{U}}^t \mathbf{Y}_2 \tilde{\mathbf{V}}$:

$$\mathbf{A}\mathbf{X} = \lambda\mathbf{X} : \left[\tilde{\Sigma}^{-1} \left(\tilde{\mathbf{U}}^t \mathbf{Y}_2 \tilde{\mathbf{V}} \right) \right] \mathbf{X} = \lambda\mathbf{X} \quad (\text{C.7})$$

La matrice \mathbf{A} est une matrice carrée de dimension M ayant M valeurs propres. Pour déterminer les M pulsation ω_m des modes propres, on utilise l'expression suivante :

$$\lambda_m = e^{i\omega_m T_s} \quad (\text{C.8})$$

Les pulsations complexes des modes propres sont obtenues par :

$$\omega_m = \frac{\log(\lambda_m)}{iT_s} \quad (\text{C.9})$$

A partir de l'Eq. C.9 on peut déterminer la constante d'amortissement :

$$\tau_m^{-1} = [Im(\omega_m)] \quad (\text{C.10})$$

et la fréquence :

$$f_m = \frac{Re(\omega_m)}{2\pi} \quad (\text{C.11})$$

Une fois λ_m connues, il est possible de déterminer les amplitudes a_m du signal $s(t)$ par régression linéaire telle que :

$$S(n) = \sum_{m=1}^M a_m \lambda_m^{n-1} \quad (\text{C.12})$$

C.2 Exemple numérique

Pour illustrer l'application de la méthode de MP, on donne l'exemple suivant avec la somme de deux signaux sinusoïdaux exponentiellement amortis et échantillonnés sur une durée $2\mu\text{s}$, comprenant deux fréquences proches $f_1 = 10\text{ MHz}$ et $f_2 = 11\text{ MHz}$ avec respectivement les constantes d'amortissement $\tau_1^{-1} = \frac{1}{6}\mu\text{s}^{-1}$, $\tau_2^{-1} = \frac{1}{2}\mu\text{s}^{-1}$, τ_1 et τ_2 désignent les temps caractéristique d'amortissement (figure C.1). Le signal $s(t)$ est de la forme suivante :

$$s(t) = s_1(t) + s_2(t) + b(t) \quad (\text{C.13})$$

avec

$$s_1(t) = 60 \sin(2\pi f_1 t) e^{-6t} \quad (\text{C.14})$$

$$\begin{aligned} &= \frac{30}{i} \left[e^{i(\omega_1 t + \phi_1)} - e^{-i(\omega_1 t + \phi_1)} \right] \\ &= a_1 e^{i\omega_1 t} + a_1^* e^{i\omega_1^* t} \end{aligned} \quad (\text{C.15})$$

où $\omega_1 = 2\pi f_1 + \frac{i}{\tau_1}$, $a_1 = \frac{30}{i} e^{i\phi_1}$, et $\phi_1 = 0$.

$$s_2(t) = 20 \sin(2\pi f_1 t + \phi_2) e^{-2t} \quad (\text{C.16})$$

$$\begin{aligned} &= \frac{10}{i} (e^{i(\omega_2 t + \phi_2)} - e^{-i(\omega_2 t + \phi_2)}) \\ &= a_2 e^{i\omega_2 t} + a_2^* e^{-i\omega_2 t} \end{aligned} \quad (\text{C.17})$$

où $\omega_2 = 2\pi f_2 + i\frac{1}{\tau_2}$, $a_2 = \frac{10}{i} e^{i\phi_2}$, avec $\phi_2 = 1$. $b(t)$ désigne le bruit gaussien d'écart type $\sigma = 5$.

Le signal $s(t)$ représenté sur la figure C.1, contient $N = 200$ points sur une durée de $2\mu\text{s}$. Avec $N = 200$, on choisit $L = 83$, avec $L = (N/2 + N/3)/2$. La décomposition en valeurs singulières révèle que $M = 4$, ce qui correspond aux pulsations complexes ω_1 et ω_2 et leur complexe conjuguée, comme le montre la figure C.2.

Le spectre du signal représenté sur la figure C.3 montre qu'il existe bien deux fréquences. Le premier mode vers 10 MHz est plus fortement amorti que le second mode, ce qui se traduit par une largeur spectrale plus grande pour ce premier mode. Le second mode, qui a une plus faible amplitude apparaît avec une plus grande amplitude sur le spectre. Ce résultat s'explique par le fort amortissement de mode 1. En fait, l'énergie du signal s_1 est plus grande que celle du signal s_2 . Les résultats de la méthode de MP sont résumés dans la table C.1.

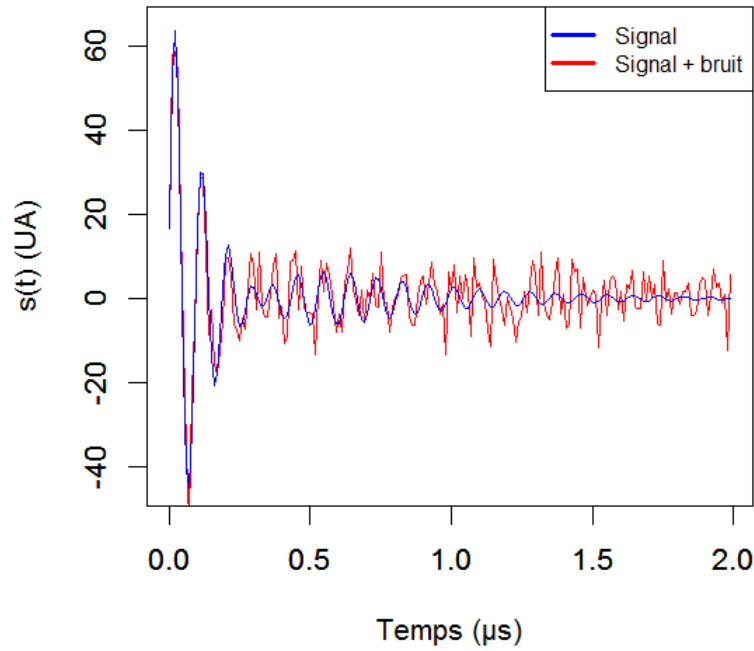


FIGURE C.1 – Comparaison entre le signal non bruité et le signal bruité $s(t)$. Au delà de $1\mu\text{s}$ le bruit devient prépondérant devant le signal.

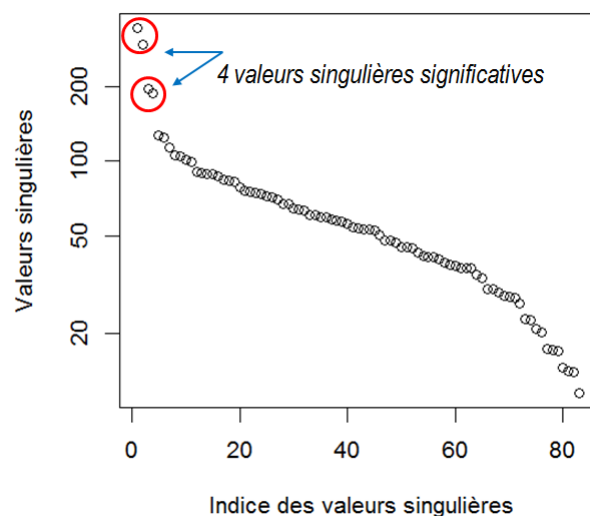


FIGURE C.2 – Représentation des $L = 83$ valeurs singulières issues de la décomposition SVD triées par ordre décroissant. Les 4 premières valeurs singulières sont significatives des 4 pulsations : ω_1 , $-\omega_1^*$, ω_2 , $-\omega_2^*$ présentes dans la décomposition C.1 du signal $s(t)$, où $\omega_1 = 2\pi f_1 + i\tau_1^{-1}$, $-\omega_1^* = -2\pi f_1 + i\tau_1^{-1}$, $\omega_2 = 2\pi f_2 + i\tau_2^{-1}$, et $-\omega_2^* = -2\pi f_2 + i\tau_2^{-1}$. Les valeurs singulières suivantes sont associées à les fréquences présentes dans le spectre du bruit.

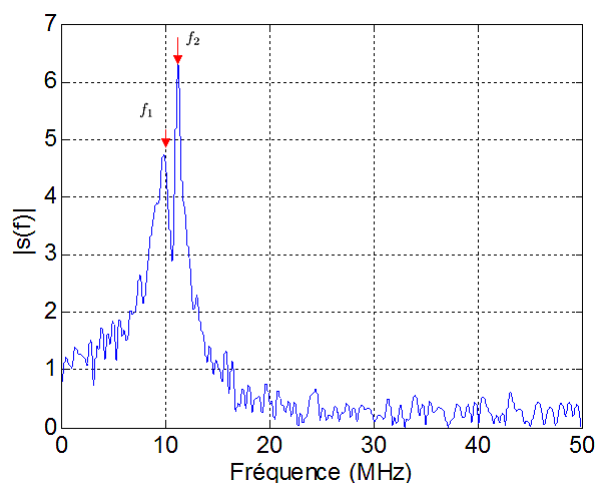


FIGURE C.3 – Spectre du signal $s(t)$ montrant les erreurs de deux fréquences proches.

	Paramètres initiaux	Paramètres obtenus par MP	erreur (%) relative
f_1 (MHz)	10	9,97	0,30%
f_2 (MHz)	11	10,97	0,27%
τ_1^{-1} (μs^{-1})	6	5,91	1,52%
τ_2^{-1} (μs^{-1})	2	1,97	1,52%
Amplitude de $s(1)$	30	29,26	2,99%
Amplitude de $s(2)$	10	9,71	2,99%

TABLE C.1 – Comparaison des paramètres initiaux du signal $s(t)$ avec les résultats des paramètres calculés par la méthode Matrix-Pencil.

Conclusion

D'après les résultats du table C.1, on peut noter que la méthode de Matrix-Pencil permet de déterminer les deux fréquences f_1 et f_2 avec une incertitude plus faible que la résolution spectrale de 0,5 MHz du spectre de la figure C.3. Ceci montre la robustesse de la méthode. De plus, on constate que l'amplitude et les constantes d'amortissement τ_m^{-1} sont obtenus par une erreur de 3% et de 1,5%, respectivement, ce qui reste satisfaisant. Ces paramètres seraient difficilement accessibles avec une aussi grande précision à partir du spectre du signal.

Plan d'expériences pour simuler la vibration d'une fibre de lin

D. 1 Analyse modale d'une vibration de la fibre de lin

Dans cette étude, la fibre de lin est considérée comme une structure mécanique qui peut être mise en vibration. On s'intéresse en particulier aux vibrations homogènes de la section de la fibre. Nous allons donc modéliser les vibrations d'une structure à deux dimensions. Une telle structure peut vibrer selon plusieurs modes et de façon sinusoïdale. A chaque mode de vibration correspond une fréquence propre, ou fréquence de résonance, de la structure. Pour modéliser la fibre de lin, nous devons définir certains paramètres géométriques et mécaniques.

D.1.1 Géométrie de modélisation

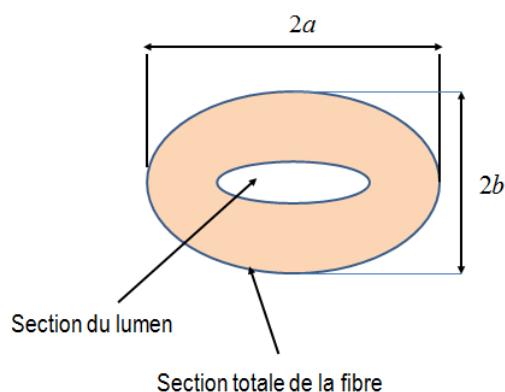


FIGURE D.1 – Idéalisation de la section d'une fibre.

En ce qui concerne la géométrie, la fibre est caractérisée par son diamètre, le pourcentage de lumen et le facteur d'aplatissement noté A . Le pourcentage de lumen, noté α , est défini comme étant le rapport entre la section de lumen et la section totale de la fibre considérée. De plus, la fibre, entourée d'autres fibres lors de sa croissance, n'évolue pas forcément vers une forme polygonale parfaite. Elle peut être plus ou moins aplatie, on idéalise la section par une forme elliptique comme sur la figure D.1 ci-dessus. Le facteur d'aplatissement $A(\%)$, est donc également un paramètre à prendre en compte. Il est calculé de façon à garder une section totale constante avec la relation suivante : $A(\%) = \frac{2a}{2b}$, où a étant le demi-grand axe de l'ellipse et b le demi-petit axe. On idéalise la section en la considérant elliptique et creuse. On néglige l'effet de la forme hexagonale dans un premier temps car il joue un rôle négligeable sur les premiers modes de résonance.

D.1.2 Facteurs Analysés

Dans notre modélisation des modes de vibration de la fibre, nous nous limitons à 7 facteurs :

- Diamètre extérieur $D = \frac{a-b}{2}$
- Proportion volumique du lumen α
- Facteur d'aplatissement A
- Module d'Young réel E'
- Module d'Young complexe E''
- Masse volumique ρ
- Coefficient de poisson ν

D.1.3 Plan d'expériences

La méthodologie des plans d'expériences consiste à planifier une procédure expérimentale dans le but d'identifier les *effets* d'un certain nombre de facteurs sur une ou plusieurs *réponses* [307, 308]. Les facteurs peuvent être qualitatifs ou quantitatifs. L'effet d'un facteur n'est pas nécessairement linéaire. Le dépouillement du plan est basé sur des analyses de variances (ANOVA), c'est pourquoi les plans d'expériences sont traités dans les logiciels de calcul statistique [309, 309]. L'un des intérêts des plans d'expériences est de pouvoir construire un modèle mathématique où l'on exprime la réponse en fonction des facteurs. Ce modèle permet de simuler des configurations non réalisées par l'expérience. On élimine habituellement du modèle les facteurs dont l'effet est jugé nul selon un critère probabiliste.

Nous appliquons la méthodologie des plans d'expériences dans le cadre de cette modélisation. Les paramètres de la fibre seront les facteurs et les fréquences propres de vibration seront les réponses. La variation de chaque facteur est bornée entre un niveau bas et un niveau haut. Ceux-ci sont respectivement notés -1 et +1. Les niveaux sont définis en fonction des valeurs pouvant être rencontrées par la fibre. Chaque facteur est quantitatif, ce qui signifie que toutes les valeurs sont théoriquement possibles entre le niveau haut et le niveau bas (voir Table D.1).

Dans un plan factoriel complet, toutes les combinaisons de niveaux doivent être réalisées. Cependant, notre étude faisant intervenir 7 facteurs, cela représente $2^7 = 128$

FACTEURS	Niveaux		
	-1	0	1
Diamètre moyen D (μm)	15	30	45
Pourcentage du lumen α (%)	0	20	40
Facteur d'aplatissement A	1	2,2	3,4
Module réel E' (GPa)	30	60	90
Module imaginaire E'' (GPa)	9	20	31
Coefficient de Poisson	0,3	0,4	0,5
Masse volumique (kg/m^3)	1340	1540	1740

TABLE D.1 – Paramètres d'un plan d'expériences pour simuler la vibration d'une fibre de lin [268].

essais. Or, il serait déraisonnable d'exécuter autant d'essais. C'est pourquoi nous construisons un plan factoriel fractionnaire comprenant $2^{7-4} = 8$ essais [310]. La construction de la table est détaillée dans les références [307, 308]. L'étude comportera donc les 8 essais représentés dans la table ci-dessous. Les signes – et + désignent respectivement les niveaux bas et haut des facteurs.

Essai	FACTEURS						
	D	α	A	Re(E)	Im(E)	ν	ρ
1	-	-	-	-	+	+	+
2	+	-	-	+	-	-	+
3	-	+	-	+	-	+	-
4	+	+	-	-	+	-	-
5	-	-	+	+	+	-	-
6	+	-	+	-	-	+	-
7	-	+	+	-	-	-	+
8	+	+	+	+	+	+	+

TABLE D.2 – Plan d'expériences.

D.2 Hypothèses du calcul

Dans cette modélisation, seuls les modes de section sont étudiés. Les modes longitudinaux ne sont pas pris en compte. Il s'agit donc d'une modélisation à deux dimensions. De plus, l'étude ne concerne qu'une seule fibre élémentaire. Par conséquent, toutes les surfaces externes sont libres. D'autre part, nous nous intéressons à la résolution du champ de déplacement de la section de la fibre. Les équations de la viscoélasticité linéaire sont appliquées. Chaque mode de vibration est harmonique. Le champ de déplacement subi une oscillation sinusoïdale telle que $u(r, t) = u_0(r) \cdot \cos(\omega t + \phi)$, avec $u_0(r)$ l'élongation maximale de la fibre, ω la pulsation propre et ϕ la phase à l'origine. Nous cherchons le champ de déplacement $u_0(r)$ qu'on appelle déformée modale.

Bibliographie

- [1] D. PUGLIA, J. BIAGIOTTI et J. KENNY, « A review on natural fibre-based composites—part ii : Application of natural reinforcements in composite materials for automotive industry », *Journal of Natural Fibers*, vol. 1, no. 3, p. 23–65, 2005.
- [2] D. GAY, *Composite materials : design and applications*. CRC press, 2014.
- [3] K. K. CHAWLA, *Composite materials : science and engineering*. Springer Science & Business Media, 2012.
- [4] R. M. WHITE, « Generation of elastic waves by transient surface heating », *Journal of Applied Physics*, vol. 34, no. 12, p. 3559–3567, 1963.
- [5] A. BONDARENKO, I. DROBOT et S. KRUGLOV, « Optical excitation and detection of nanosecond acoustic pulses in nondestructive testing », *Soviet Journal of Non-destructive Testing*, vol. 12, no. 6, p. 655–658, 1977.
- [6] D. SÉGUR, Y. GUILLET et B. AUDOIN, « Intrinsic geometric scattering probed by picosecond optoacoustics in a cylindrical cavity : Application to acoustic and optical characterizations of a single micron carbon fiber », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 97, p. 031901, 2010.
- [7] C. BALEY, *Fibres naturelles de renfort pour matériaux composites*. Ed. Techniques Ingénieur, 2005.
- [8] P. WAMBUA, J. IVENS et I. VERPOEST, « Natural fibres : can they replace glass in fibre reinforced plastics? », *composites science and technology*, vol. 63, no. 9, p. 1259–1264, 2003.
- [9] SFIP, « Les polymères et les composites, quels renforts biosourcés? », in *Congrès SFIP/ ISPA Alençon*, 15- 16 Octobre 2014.
- [10] V. PLACET, « Characterization of the thermo-mechanical behaviour of hemp fibres intended for the manufacturing of high performance composites », *Composites Part A : Applied Science and Manufacturing*, vol. 40, no. 8, p. 1111–1118, 2009.
- [11] O. CISSE, V. PLACET, V. GUICHERET-RETEL, F. TRIVAUDEY et M. L. BOUBAKAR, « Creep behaviour of single hemp fibres. part i : viscoelastic properties and their scattering under constant climate », *Journal of Materials Science*, vol. 50, no. 4, p. 1996–2006, 2015.

- [12] C. BALEY, « Analysis of the flax fibres tensile behaviour and analysis of the tensile stiffness increase », *Composites Part A : Applied Science and Manufacturing*, vol. 33, no. 7, p. 939–948, 2002.
- [13] K. CHARLET, J. JERNOT, M. GOMINA, C. MORVAN, C. BALEY et J. BREARD, « Relation entre la microstructure et le comportement mécanique d'une fibre de lin », in *JNC 15/AMAC*, p. 289–296, 2007.
- [14] U. RIEDEL et J. NICKEL, « Applications of natural fiber composites for constructive parts in aerospace, automobiles, and other areas », *Biopolymers Online*, 2005.
- [15] R. BOUGHRIET, « Fibres végétales : de nouvelles applications prometteuses émergent », *www.Actu-Environnement.com* (Octobre 2009).
- [16] B. C. SUDDLELL, « The increasing trend of utilising biobased materials in automotive components », *Journal of Biobased Materials and Bioenergy*, vol. 1, no. 3, p. 454–460, 2007.
- [17] G. MARSH, « Next step for automotive materials », *Materials Today*, vol. 6, no. 4, p. 36–43, 2003.
- [18] A. LE DUIGOU, P. DAVIES et C. BALEY, « Analyse du cycle de vie d'un biocomposite », *Matériaux & Techniques*, vol. 98, no. 2, p. 143–150, 2010.
- [19] A. LE DUIGOU, P. DAVIES et C. BALEY, « Environmental impact analysis of the production of flax fibres to be used as composite material reinforcement », *Journal of biobased materials and bioenergy*, vol. 5, no. 1, p. 153–165, 2011.
- [20] K. WÖTZEL, R. WIRTH et M. FLAKE, « Life cycle studies on hemp fibre reinforced components and abs for automotive parts », *Die Angewandte Makromolekulare Chemie*, vol. 272, no. 1, p. 121–127, 1999.
- [21] X. XU, K. JAYARAMAN, C. MORIN et N. PECQUEUX, « Life cycle assessment of wood-fibre-reinforced polypropylene composites », *Journal of Materials Processing Technology*, vol. 198, no. 1, p. 168–177, 2008.
- [22] K. SATYANARAYANA, J. GUIMARÃES et F. WYPYCH, « Studies on lignocellulosic fibers of brazil. part i : Source, production, morphology, properties and applications », *Composites Part A : Applied Science and Manufacturing*, vol. 38, no. 7, p. 1694–1709, 2007.
- [23] K. G. SATYANARAYANA, G. G. ARIZAGA et F. WYPYCH, « Biodegradable composites based on lignocellulosic fibers—an overview », *Progress in Polymer Science*, vol. 34, no. 9, p. 982–1021, 2009.
- [24] C. BALEY, Y. GROHENS et I. PILLIN, « Etat de l'art sur les matériaux composites biodégradables », *Revue des Composites et des Matériaux Avancés*, vol. 14, no. 2, p. 135–166, 2005.
- [25] E. BODROS, I. PILLIN, N. MONTRELAY et C. BALEY, « Could biopolymers reinforced by randomly scattered flax fibre be used in structural applications? », *Composites Science and Technology*, vol. 67, no. 3, p. 462–470, 2007.
- [26] M. KHALFALLAH, B. ABBÈS, F. ABBÈS, Y. GUO, V. MARCEL, A. DUVAL, F. VANFLETEREN et F. ROUSSEAU, « Innovative flax tapes reinforced acrodur biocomposites : A new alternative for automotive applications », *Materials & Design*, vol. 64, p. 116–126, 2014.

- [27] C. SAUDER, *Relation microstructure/propriétés à haute température dans les fibres et matrices de carbone*. Thèse doctorat, Université de Bordeaux 1, 2001.
- [28] C. POILÂNE, A. VIVET, L. MOMAYEZ, B. B. DOUDOU, M. AYACHI et J. CHEN, « Trac-tion de fibre unitaire et mesure des déformations en champ complet. application à la fibre de lin », in *JNC 16*, p. 7, AMAC, 2009.
- [29] M. EDER, O. ARNOULD, J. W. DUNLOP, J. HORNATOWSKA et L. SALMÉN, « Experi-mental micromechanical characterisation of wood cell walls », *Wood Science and Technology*, vol. 47, no. 1, p. 163–182, 2013.
- [30] M. R'MILI et J. LAMON, « Investigation of subcritical crack growth using load relaxation tests on fiber bundles », *Acta Materialia*, vol. 59, no. 7, p. 2850–2857, 2011.
- [31] N. LAMAI, M. R'MILI, M. SOULTAN, A. MATIBEYE, D. ALLAISSEM et D. BONGO, « Procédé de l'étude de la rupture des fibres à partir d'un essai en traction sur mèches », *Afrique Science : Revue Internationale des Sciences et Technolo-gie*, vol. 10, no. 3, p. 41–47, 2014.
- [32] M. R'MILI, T. BOUCHAOUR et P. MERLE, « Estimation of weibull parameters from loose-bundle tests », *Composites Science and Technology*, vol. 56, no. 7, p. 831–834, 1996.
- [33] V. PLACET, F. TRIVAUDEY, O. CISSE, V. GUCHERET-RETEL et M. L. BOUBAKAR, « Diameter dependence of the apparent tensile modulus of hemp fibres : A mor-phological, structural or ultrastructural effect? », *Composites Part A : Applied Science and Manufacturing*, vol. 43, no. 2, p. 275–287, 2012.
- [34] V. PLACET, O. Cissé et M. L. BOUBAKAR, « Nonlinear tensile behaviour of ele-mentary hemp fibres. part i : Investigation of the possible origins using repeated progressive loading with in situ microscopic observations », *Composites Part A : Applied Science and Manufacturing*, vol. 56, p. 319–327, 2014.
- [35] V. PLACET et L. BOUBAKAR, « Mechanical behavior of hemp fibres : state-of-the-art », in *1st International Conference on Natural Fibers (1st ICNF)*, p. 1 – 2, jun 2013.
- [36] D. SÉGUR, Y. GUILLET et B. AUDOIN, « Intrinsic geometric scattering probed by picosecond optoacoustics in a cylindrical cavity : Application to acoustic and op-tical characterizations of a single micron carbon fiber », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 97, no. 3, p. 031901, 2010.
- [37] D. SÉGUR, Y. GUILLET et B. AUDOIN, « Picosecond ultrasonics on a single micron carbon fiber », in *Journal of Physics : Conference Series*, vol. 278, p. 012020, IOP Publishing, 2011.
- [38] S.-K. PARK, S.-H. BAIK, H.-K. CHA, S. J. REESE et D. H. HURLEY, « Characteris-tics of a laser resonant ultrasonic spectroscopy system for measuring the elastic constants of materials », *J. Korean Phys. Soc.*, vol. 57, p. 375–379, 2010.
- [39] P. SEDLÁK, M. LANDA, H. SEINER, L. BICANOVÁ et L. HELLER, « Non-contact reso-nant ultrasound spectroscopy for elastic constants measurement », in *1st Inter-national Symposium on Laser Ultrasonics : Science, Technology and Applications, July-16-18 2008, Montréal, Canada*, 2008.

- [40] D. MOUNIER, C. POILÂNE, H. KHELFA et P. PICART, « Sub-gigahertz laser resonant ultrasound spectroscopy for the evaluation of elastic properties of micrometric fibers », *Ultrasonics*, vol. 54, no. 1, p. 259–267, 2014.
- [41] H. KHELFA, D. MOUNIER, C. POILÂNE et P. PICART, « Evidence of guided acoustic waves propagating along a micrometric fiber », *Applied Physics Letters*, vol. 105, no. 16, p. 161906, 2014.
- [42] M. BENZEGGAGH, *Influence des propriétés de la matrice sur le comportement mécanique de matériaux composites verre/polyester utilisés en construction navale de plaisance-Cas des résines polyester limitant les émissions de styrène*. Thèse doctorat, Université de Bretagne Sud, 2006.
- [43] D. GAY, « Matériaux composites, 4 e édition revue et augmentée », *Chapitre3*, Hermès-Paris, 1997.
- [44] C. S. SMITH, *Design of marine structures in composite materials*. Elsevier London, 1990.
- [45] Y. PERROT, *Influence des propriétés de la matrice sur le comportement mécanique de matériaux composites verre/polyester utilisés en construction navale de plaisance-Cas des résines polyester limitant les émissions de styrène*. Thèse doctorat, Université de Bretagne Sud, 2006.
- [46] Q. P. MCALLISTER, J. W. GILLESPIE et M. R. VANLANDINGHAM, « Evaluation of the three-dimensional properties of kevlar across length scales », *Journal of Materials Research*, vol. 27, no. 14, p. 1824–1837, 2012.
- [47] G. GUILLONNEAU, *Nouvelles techniques de nano-indentation pour des conditions expérimentales difficiles : très faibles enfoncements, surfaces rugueuses, température*. Thèse doctorat, Ecully, Ecole centrale de Lyon, 2012.
- [48] A. D3379-75E1, « Standard test method for tensile strength and young's modulus for high-modulus single-filament materials », 1989.
- [49] S. V. JOSHI, L. DRZAL, A. MOHANTY et S. ARORA, « Are natural fiber composites environmentally superior to glass fiber reinforced composites? », *Composites Part A : Applied science and manufacturing*, vol. 35, no. 3, p. 371–376, 2004.
- [50] A. K. MOHANTY, M. MISRA et L. T. DRZAL, *Natural fibers, biopolymers, and biocomposites*. CRC Press, 2005.
- [51] B. KUREK, « Les fibres naturelles : originalités, propriétés, qualités et défauts », *Journée Technique : Matériaux renforcés fibres naturelles et matériaux issus de ressources renouvelables, appliqués en plasturgie.*, Pole européen de Plasturgie, Bellignat, 2006.
- [52] D. HEPWORTH, D. BRUCE, J. VINCENT et G. JERONIMIDIS, « The manufacture and mechanical testing of thermosetting natural fibre composites », *Journal of materials science*, vol. 35, no. 2, p. 293–298, 2000.
- [53] J. MÜSSING, « Caractérisation des fibres de chanvre », 1999.
- [54] E. POYET, *Autour du fil : l'encyclopédie des arts textiles*. Ed. Fogtdal, 1991.
- [55] S. WIKIPEDIA, *Plante a Fibres Textiles : Kapok, Sisal, Chanvre, Lin Cultive, Grande Ortie, Cocos Nucifera, Bambou*. University-Press Org, 2013.

- [56] K. CHARLET, C. MORVAN, J. BRÉARD, J. JERNOT et M. GOMINA, « Etude morphologique d'un composite naturel. la fibre de lin », *Revue des composites et des matériaux avancés*, vol. 16, no. 1, p. 11, 2006.
- [57] C. MORVAN, C. ANDÈME-ONZIGHI, R. GIRAULT, D. S. HIMMELSBACH, A. DRIOUICH et D. E. AKIN, « Building flax fibres : more than one brick in the walls », *Plant Physiology and Biochemistry*, vol. 41, no. 11, p. 935–944, 2003.
- [58] K. CHARLET, *Contribution à l'étude de composites unidirectionnels renforcés par des fibres de lin : relation entre la microstructure de la fibre et ses propriétés mécaniques*. Thèse doctorat, Université de Caen, 2008.
- [59] H. L. BOS, *The potential of flax fibres as reinforcement for composite materials*. Technische Universiteit Eindhoven, 2004.
- [60] A. STAMBOULIS, C. BAILLIE et T. PEIJS, « Effects of environmental conditions on mechanical and physical properties of flax fibers », *Composites Part A : Applied Science and Manufacturing*, vol. 32, no. 8, p. 1105–1115, 2001.
- [61] I. Van de WEYENBERG, « Flax fibres as a reinforcement for epoxy composites », *Katholieke Universiteit Leuven*, 2005.
- [62] D. SCIDA, M. ASSARAR, C. POILÂNE et R. AYAD, « Influence of hygrothermal ageing on the damage mechanisms of flax-fibre reinforced epoxy composite », *Composites Part B : Engineering*, vol. 48, p. 51–58, 2013.
- [63] C. POILÂNE, *Quelques outils pour caractériser fibres végétales et polymères renforcés par ces fibres. Application au lin*. Thèse d'habilitation à diriger des recherches, Université de Caen Basse-Normandie, 6 Décembre 2012.
- [64] C. BALEY, F. BUSNEL, Y. GROHENS et O. SIRE, « Influence of chemical treatments on surface properties and adhesion of flax fibre–polyester resin », *Composites Part A : Applied Science and Manufacturing*, vol. 37, no. 10, p. 1626–1637, 2006.
- [65] [http ://www.snv.jussieu.fr/bmedia/textiles/08-lin-fibre.html](http://www.snv.jussieu.fr/bmedia/textiles/08-lin-fibre.html).
- [66] B. L. POMEL, « Composites renforcés par des fibres de lin : avantages et inconvénients identifiés », *Matériaux*, p. 1–5, 2002.
- [67] K. CHARLET, J.-P. JERNOT, J. BREARD et M. GOMINA, « Scattering of morphological and mechanical properties of flax fibres », *Industrial Crops and Products*, vol. 32, no. 3, p. 220–224, 2010.
- [68] A. BOURMAUD, C. MORVAN et C. BALEY, « Apport de la nanoindentation pour la caractérisation mécanique de fibres végétales », in *JNC 16*, p. 8, AMAC, 2009.
- [69] F. ILCZYSZYN, A. CHEROUAT et G. MONTAY, « Nouvelle approche pour la caractérisation mécanique des fibres naturelles », *20ème Congrès Français de Mécanique, 28 août/2 sept. 2011 Besançon, France*, 2011.
- [70] J. ANDERSONS, E. SPĀRNIŠ, R. JOFFE et L. WALLSTRÖM, « Strength distribution of elementary flax fibres », *Composites Science and Technology*, vol. 65, no. 3, p. 693–702, 2005.
- [71] D. N. SAHEB et J. JOG, « Natural fiber polymer composites : a review », *Advances in polymer technology*, vol. 18, no. 4, p. 351–363, 1999.

- [72] Y. LI, Y.-W. MAI et L. YE, « Sisal fibre and its composites : a review of recent developments », *Composites Science and Technology*, vol. 60, no. 11, p. 2037–2055, 2000.
- [73] C. SAUDER, J. LAMON et R. PAILLER, « The tensile behavior of carbon fibers at high temperatures up to 2400 c », *Carbon*, vol. 42, no. 4, p. 715–725, 2004.
- [74] D. GUILLON, « Fibres de verre de renforcement », *Ed. Techniques de l'Ingénieur*, p. A2110, 1995.
- [75] J. LUYCKX, « Fibres de carbone », *Ed. Techniques de l'Ingénieur*, p. 1–16, 1994.
- [76] R. PINZELLI, « Fibres aramides pour matériaux composites », *Technique de l'ingénieur*, p. 1–12, 1995.
- [77] J. GANSTER et H.-P. FINK, « Physical constants of cellulose », *Wiley Database of Polymer Properties*, 1999.
- [78] F. TRÖGER, G. WEGENER et C. SEEMANN, « Miscanthus and flax as raw material for reinforced particleboards », *Industrial Crops and Products*, vol. 8, no. 2, p. 113–121, 1998.
- [79] S. BATRA *et al.*, « Other long vegetable fibres : abaca, banana, sisal, henequen, flax, ramie, hemp, sunn, and coir. », *Handbook of fiber Science and Technology*, vol. 4, p. 727–807, 1985.
- [80] G. C. DAVIES et D. M. BRUCE, « Effect of environmental relative humidity and damage on the tensile properties of flax and nettle fibers », *Textile Research Journal*, vol. 68, no. 9, p. 623–629, 1998.
- [81] L. MWAIKAMBO et M. ANSELL, « The effect of chemical treatment on the properties of hemp, sisal, jute and kapok fibres for composite reinforcement », *Die angewandte makromolekulare Chemie*, vol. 272, no. 1, p. 108–116, 1999.
- [82] M. R'MILI, M. MOEVUS et N. GODIN, « Statistical fracture of e-glass fibres using a bundle tensile test and acoustic emission monitoring », *Composites Science and Technology*, vol. 68, no. 7, p. 1800–1808, 2008.
- [83] M. R'MILI et M. MURAT, « Caractérisation des fibres par amélioration de l'essai sur mèche avec mesure directe de la déformation », *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences-Series IIB-Mechanics-Physics-Chemistry-Astronomy*, vol. 324, no. 6, p. 355–364, 1997.
- [84] T. HELMER, H. PETERLIK et K. KROMP, « Coating of carbon fibers—the strength of the fibers », *Journal of the American Ceramic Society*, vol. 78, no. 1, p. 133–136, 1995.
- [85] H. DANIELS, « The statistical theory of the strength of bundles of threads. i », *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, vol. 183, no. 995, p. 405–435, 1945.
- [86] A. BEATTIE, « Acoustic emission, principles and instrumentation », *Journal of Acoustic Emission*, vol. 2, no. 12, p. 95–128, 1983.
- [87] D. EITZEN et H. WADLEY, « Acoustic emission : establishing the fundamentals », *Journal of research of the National Bureau of Standards*, vol. 89, no. 1, p. 75–100, 1984.

- [88] K. EVANS, B. CADDOCK et K. AINSWORTH, « Statistical changes during the corrosion of glass fibre bundles », *Journal of materials science*, vol. 23, no. 8, p. 2926–2930, 1988.
- [89] G. GUILLONNEAU, G. KERMOUCHE, S. BEC et J.-L. LOUBET, « Nanoindentation : identification des propriétés mécaniques par détection synchrone de la seconde harmonique », *20ème Congrès Français de Mécanique, 28 août/2 sept. 2011-25044 Besançon, France (FR)*, 2011.
- [90] D. TABOR, *The hardness of metals*, vol. 10. Clarendon P, 1951.
- [91] A. C. FISCHER-CRIPPS, *Nanoindentation*. Springer Science & Business Media, 2011.
- [92] W. C. OLIVER et G. M. PHARR, « An improved technique for determining hardness and elastic modulus using load and displacement sensing indentation experiments », *Journal of materials research*, vol. 7, no. 06, p. 1564–1583, 1992.
- [93] G. BEN GOHORBAL, *Caractérisation mécanique et adhérence de revêtement PVD en carbure de Tungstène*. Thèse doctorat, Université de Tunis, 2012.
- [94] G. WEI, B. BHUSHAN et P. M. TORGERSON, « Nanomechanical characterization of human hair using nanoindentation and sem », *Ultramicroscopy*, vol. 105, no. 1, p. 248–266, 2005.
- [95] G. WEI et B. BHUSHAN, « Nanotribological and nanomechanical characterization of human hair using a nanoscratch technique », *Ultramicroscopy*, vol. 106, no. 8, p. 742–754, 2006.
- [96] R. MAURIN, P. DAVIES, N. BARAL et C. BALEY, « Transverse properties of carbon fibres by nano-indentation and micro-mechanics », *Applied Composite Materials*, vol. 15, no. 2, p. 61–73, 2008.
- [97] J. BENCOMO-CISNEROS, A. TEJEDA-OCHOA, J. GARCÍA-ESTRADA, C. HERRERA-RAMÍREZ, A. HURTADO-MACÍAS, R. MARTÍNEZ-SÁNCHEZ et J. HERRERA-RAMÍREZ, « Characterization of kevlar-29 fibers by tensile tests and nanoindentation », *Journal of Alloys and Compounds*, vol. 536, p. S456–S459, 2012.
- [98] X. LI, B. BHUSHAN et P. B. MCGINNIS, « Nanoscale mechanical characterization of glass fibers », *Materials Letters*, vol. 29, no. 4, p. 215–220, 1996.
- [99] E. M. do NASCIMENTO et C. M. LEPIENSKI, « Mechanical properties of optical glass fibers damaged by nanoindentation and water ageing », *Journal of non-crystalline Solids*, vol. 352, no. 32, p. 3556–3560, 2006.
- [100] N. LONNROTH, C. L. MUHLSTEIN, C. PANTANO et Y. YUE, « Nanoindentation of glass wool fibers », *Journal of Non-Crystalline Solids*, vol. 354, no. 32, p. 3887–3895, 2008.
- [101] A. BOURMAUD et C. BALEY, « Nanoindentation contribution to mechanical characterization of vegetal fibers », *Composites Part B : Engineering*, vol. 43, no. 7, p. 2861–2866, 2012.
- [102] W. TZE, S. WANG, T. RIALS, G. PHARR et S. KELLEY, « Nanoindentation of wood cell walls : continuous stiffness and hardness measurements », *Composites Part A : Applied Science and Manufacturing*, vol. 38, no. 3, p. 945–953, 2007.

- [103] W. GINDL et T. SCHÖBERL, « The significance of the elastic modulus of wood cell walls obtained from nanoindentation measurements », *Composites Part A : Applied Science and Manufacturing*, vol. 35, no. 11, p. 1345–1349, 2004.
- [104] Y. YU, B. FEI, B. ZHANG et X. YU, « Cell-wall mechanical properties of bamboo investigated by in-situ imaging nanoindentation », *Wood and Fiber Science*, vol. 39, no. 4, p. 527–535, 2007.
- [105] F. CICHOCKI JR et J. THOMASON, « Thermoelastic anisotropy of a natural fiber », *Composites Science and Technology*, vol. 62, no. 5, p. 669–678, 2002.
- [106] S. EICHHORN et R. YOUNG, « Composite micromechanics of hemp fibres and epoxy resin microdroplets », *Composites Science and Technology*, vol. 64, no. 5, p. 767–772, 2004.
- [107] K. CHARLET, C. BALEY, C. MORVAN, J. JERNOT, M. GOMINA et J. BRÉARD, « Characteristics of hermès flax fibres as a function of their location in the stem and properties of the derived unidirectional composites », *Composites Part A : Applied Science and Manufacturing*, vol. 38, no. 8, p. 1912–1921, 2007.
- [108] W. GINDL, M. REIFFERSCHIED, R.-B. ADUSUMALLI, H. WEBER, T. RÖDER, H. SIXTA et T. SCHÖBERL, « Anisotropy of the modulus of elasticity in regenerated cellulose fibres related to molecular orientation », *Polymer*, vol. 49, no. 3, p. 792–799, 2008.
- [109] C. TALLER et W. STADLBAUER, « The influence of fibre length and concentration on the properties of sisal fibre reinforced polypropylene composites », in *Annual Technical Conference-ANTEC, Conference Proceedings*, 2007.
- [110] C. POILÂNE, *Caractérisation mécanique des matériaux en faible épaisseur par interférométrie numérique. Application aux essais de gonflement et de traction*. Thèse doctorat, Université de Franche-Comté, 1998.
- [111] B. E. READ et G. D. DEAN, *The determination of dynamic properties of polymers and composites*. Halsted Press, 1978.
- [112] K. P. MENARD, *Dynamic mechanical analysis : a practical introduction*. CRC press, 2008.
- [113] B. READ et J. DUNCAN, « Measurement of dynamic properties of polymeric glasses for different modes of deformation », *Polymer Testing*, vol. 2, no. 2, p. 135–150, 1981.
- [114] V. PLACET, « Tensile behaviour of natural fibres. study of the stiffness increase phenomenon under cyclic loading », in *2nd International Conference on Natural Polymers, Bio-Polymers, Bio-Materials, their Composites, Blends, IPNs and Gels Polyelectrolytes and Gels : Macro and Nano Scales*, p. 4 p, sep 2010.
- [115] V. PLACET, « Tensile behaviour of natural fibres. effect of loading rate, temperature and humidity on the accommodation phenomena », in *14th International Conference on Experimental Mechanics (ICEM)*, sep 2010.
- [116] V. PLACET, F. TRIVAUDEY, O. CISSÉ, V. GUICHERET et L. BOUBAKAR, « Diameter dependence of the apparent tensile modulus of hemp fibres : a morphological, structural or ultrastructural effect ? », *Composites Part A : Applied Science and Manufacturing*, vol. 43, p. 275 – 287, feb 2012.

- [117] D. H. HURLEY, S. J. REESE et F. FARZBOD, « Application of laser-based resonant ultrasound spectroscopy to study texture in copper », *Journal of Applied Physics*, vol. 111, no. 5, p. 053527, 2012.
- [118] N. NAKAMURA, H. OGI et M. HIRAO, « Elastic constants of chemical-vapor-deposition diamond thin films : resonance ultrasound spectroscopy with laser-doppler interferometry », *Acta Materialia*, vol. 52, no. 3, p. 765 – 771, 2004.
- [119] C. THOMSEN, H. T. GRAHN, H. J. MARIS et J. TAUC, « Surface generation and detection of phonons by picosecond light pulses », *Physical Review B*, vol. 34, no. 6, p. 4129, 1986.
- [120] D. SÉGUR, Y. GUILLET et B. AUDOIN, « Picosecond ultrasonics on a single micron carbon fiber », *Journal of Physics : Conference Series*, vol. 278, p. 012020, 2011.
- [121] R. G. LEISURE et F. A. WILLIS, « Resonant ultrasound spectroscopy », *Journal of Physics : Condensed Matter*, vol. 9, no. 28, p. 6001, 1997.
- [122] A. MIGLIORI, J. SARRAO, W. M. VISSCHER, T. BELL, M. LEI, Z. FISK et R. LEISURE, « Resonant ultrasound spectroscopic techniques for measurement of the elastic moduli of solids », *Physica B : Condensed Matter*, vol. 183, no. 1, p. 1–24, 1993.
- [123] B. J. ZADLER, J. H. L. LE ROUSSEAU, J. A. SCALES et M. L. SMITH, « Resonant ultrasound spectroscopy : theory and application », *Geophysical Journal International*, vol. 156, no. 1, p. 154–169, 2004.
- [124] A. MIGLIORI et J. L. SARRAO, *Resonant ultrasound spectroscopy : applications to physics, materials measurements, and nondestructive evaluation*. Wiley-Interscience, 1997.
- [125] W. M. VISSCHER, A. MIGLIORI, T. M. BELL et R. A. REINERT, « On the normal modes of free vibration of inhomogeneous and anisotropic elastic objects », *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 90, no. 4, p. 2154–2162, 1991.
- [126] M. ed LEVY, E. HENRY, R. RICHARD et V. KEPPENS, *Handbook of Elastic Properties of Solids, liquids, and Gasses Vol. 1 : dynamic Methods for Measuring the Elastic Properties of Solids*, vol. 1. Academic Press, 2001.
- [127] A. MIGLIORI et J. D. MAYNARD, « Implementation of a modern resonant ultrasound spectroscopy system for the measurement of the elastic moduli of small solid specimens », *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 76, no. 12, p. 121301, 2005.
- [128] A. YONEDA, Y. AIZAWA, M. M. RAHMAN et S. SAKAI, « High frequency resonant ultrasound spectroscopy to 50 mhz : Experimental developments and analytical refinement », *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 46, no. 12, p. 7898–7903, 2007.
- [129] A. YAOITA, T. ADACHI et A. YAMAJI, « Determination of elastic moduli for a spherical specimen by resonant ultrasound spectroscopy », *NDT&E International*, vol. 38, p. 554–560, 2005.
- [130] S. SATO, K. INAGAKI, V. E. GUSEV et O. B. WRIGHT, « Resonant ultrasound spectroscopy using optical excitation and detection », *AIP Conference Proceedings*, vol. 463, no. 1, p. 424–426, 1999.
- [131] A. AMZIANE, M. AMARI, D. MOUNIER, J.-M. BRETEAU, N. JOLY, J. BANCHET, D. TISSEUR et V. GUSEV, « Laser ultrasonics detection of an embedded crack in a composite spherical particle », *Ultrasonics*, vol. 52, no. 1, p. 39–46, 2012.

- [132] A. AMZIANE, M. AMARI, D. MOUNIER, J.-M. BRETEAU, N. JOLY, M. EDELY, M. LARCHER, P. NOIRÉ, J. BANCHET, D. TISSEUR et V. GUSEV, « Laser ultrasonics evaluation and testing of coated htr nuclear fuel », *Proc. of SPIE*, vol. 8082, p. 808224.1–808224.10, 2011.
- [133] S. PETIT, M. DUQUENNOY, M. OUAFTOUH, F. DENEUVILLE, M. OURAK et S. DESVAUX, « High frequency ultrasonic detection of c-crack defects in silicon nitride bearing balls », *Ultrasonics*, vol. 43, no. 10, p. 802–810, 2005.
- [134] F. DENEUVILLE, M. DUQUENNOY, M. OUAFTOUH, M. OURAK, F. JENOT et S. DESVAUX, « Non-destructive testing of ceramic balls using high frequency ultrasonic resonance spectroscopy », *Ultrasonics*, vol. 49, p. 89–93, 2009.
- [135] S. J. REESE, K. L. TELSCHOW, T. M. LILLO et D. H. HURLEY, « On the establishment of a method for characterization of material microstructure through laser-based resonant ultrasound spectroscopy », *Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, IEEE Transactions on*, vol. 55, no. 4, p. 770–777, 2008.
- [136] D. HURLEY, S. REESE, S. PARK, Z. UTEGULOV, J. KENNEDY et K. TELSCHOW, « In situ laser-based resonant ultrasound measurements of microstructure mediated mechanical property evolution », *Journal of Applied Physics*, vol. 107, no. 6, p. 063510, 2010.
- [137] B. AUDOIN, Y. PAN, C. ROSSIGNOL et N. CHIGAREV, « On the use of laser-ultrasonics technique to excite selectively cylinder acoustic resonances », *Ultrasonics*, vol. 44, p. e1195–e1198, 2006.
- [138] Y. PAN, L. LI, C. ROSSIGNOL, B. AUDOIN et N. CHIGAREV, « Acoustic waves generated by a laser line pulse in a hollow cylinder », *Ultrasonics*, vol. 44, p. e843–e847, 2006.
- [139] Y. PAN, C. ROSSIGNOL et B. AUDOIN, « Acoustic waves generated by a laser line pulse in cylinders; application to the elastic constants measurement », *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 115, no. 4, p. 1537–1545, 2004.
- [140] D. GSELL et J. DUAL, « Non-destructive evaluation of elastic material properties in anisotropic circular cylindrical structures », *Ultrasonics*, vol. 43, no. 2, p. 123–132, 2004.
- [141] D. GSELL, D. PROFUNSER et J. DUAL, « Measurement of the dispersion relation of guided non-axisymmetric waves in filament-wound cylindrical structures », *Ultrasonics*, vol. 38, no. 1, p. 517–521, 2000.
- [142] I. A. VERES et M. B. SAYIR, « Wave propagation in a wooden bar », *Ultrasonics*, vol. 42, no. 1, p. 495–499, 2004.
- [143] T. HAYASHI, W.-J. SONG et J. L. ROSE, « Guided wave dispersion curves for a bar with an arbitrary cross-section, a rod and rail example », *Ultrasonics*, vol. 41, no. 3, p. 175–183, 2003.
- [144] D. ROYER, E. DIEULESAINT, X. JIA et Y. SHUI, « Optical generation and detection of surface acoustic waves on a sphere », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 52, no. 9, p. 706–708, 1988.
- [145] F. DENEUVILLE, M. DUQUENNOY, M. OURAK, F. JENOT, S. DESVAUX *et al.*, « High frequency ultrasonic detection of c-crack defects in silicon nitride bearing balls », *Ultrasonics*, vol. 49, no. 1, p. 89–93, 2009.

- [146] J. KINNEY, J. GLADDEN, G. e. a. MARSHALL, S. MARSHALL, J. H. SO et J. MAYNARD, « Resonant ultrasound spectroscopy measurements of the elastic constants of human dentin », *Journal of Biomechanics*, vol. 37, no. 4, p. 437–441, 2004.
- [147] J. MAYNARD, « Resonant ultrasound spectroscopy », *Physics Today*, vol. 49, no. 1, p. 26–31, 1991.
- [148] F. SCHÖPFER, F. BINDER, A. WÖSTEHOFF, T. SCHUSTER, S. von ENDE, S. FÖLL et R. LAMMERING, « Accurate determination of dispersion curves of guided waves in plates by applying the matrix pencil method to laser vibrometer measurement data », *CEAS Aeronautical Journal*, vol. 4, no. 1, p. 61–68, 2013.
- [149] D. CLORENNEC, C. PRADA et D. ROYER, « Local and noncontact measurements of bulk acoustic wave velocities in thin isotropic plates and shells using zero group velocity lamb modes », *Journal of applied physics*, vol. 101, no. 3, p. 034908, 2007.
- [150] C. PRADA, D. CLORENNEC et D. ROYER, « Local vibration of an elastic plate and zero-group velocity lamb modes », *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 124, p. 203–212, 2008.
- [151] Z. SU, L. YE et Y. LU, « Guided lamb waves for identification of damage in composite structures : A review », *J. Sound. Vib.*, vol. 295, no. 3, p. 753–780, 2006.
- [152] R. CÔTE, T. Van der DONCK, J.-P. CELIS et C. GLORIEUX, « Surface acoustic wave characterization of a thin, rough polymer film », *Thin Solid Films*, vol. 517, no. 8, p. 2697–2701, 2009.
- [153] S. FOUREZ, F. JENOT, M. OUAFTOUH, M. DUQUENNOY et M. OURAK, « Characterization by laser-ultrasonics of thin film/substrate structure : application to the detection of microcracks », in *Acoustics 2012*, p. paper-000543, 2012.
- [154] C. MATTEI, X. JIA et G. QUENTIN, « Optical measurements of interface acoustic waves guided by the boundary between two elastic substrates », in *Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation*, p. 409–415, Springer, 1995.
- [155] D. ROYER et E. DIEULESAINT, *Ondes élastiques dans les solides : propagation libre et guidée*. Masson, Paris, 1996.
- [156] O. XERIDAT, *Etude expérimentale de la propagation, de la diffusion et de la localisation des ondes de Lamb*. Thèse doctorat, Université Nice Sophia Antipolis, 2011.
- [157] I. BARTOLI, A. MARZANI, F. L. di SCALEA et E. VIOLA, « Modeling wave propagation in damped waveguides of arbitrary cross-section », *Journal of Sound and Vibration*, vol. 295, no. 3, p. 685–707, 2006.
- [158] L. GAVRIĆ, « Computation of propagative waves in free rail using a finite element technique », *Journal of Sound and Vibration*, vol. 185, no. 3, p. 531–543, 1995.
- [159] K. JEZZINE, *Approche modale pour la simulation globale de contrôles non-destructifs par ondes élastiques guidées*. Thèse doctorat, Bordeaux 1, 2006.
- [160] M. J. LOWE, « Matrix techniques for modeling ultrasonic waves in multilayered media », *Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, IEEE Transactions On*, vol. 42, no. 4, p. 525–542, 1995.

- [161] B. PAVLAKOVIC, M. LOWE, D. ALLEYNE et P. CAWLEY, « Disperse : a general purpose program for creating dispersion curves », in *Review of progress in quantitative nondestructive evaluation*, p. 185–192, Springer, 1997.
- [162] B. PAVLAKOVIC et M. LOWE, « Disperse software manual version 2.0. 1 6b », *Imperial College, London*, 2003.
- [163] B. PAVLAKOVIC et M. LOWE, « Disperse software, v. 2.0. 16 », *Mechanical Engineering, Imperial College, London*, 2005.
- [164] K. P. SOLDATOS, « Review of three dimensional dynamic analyses of circular cylinders and cylindrical shells », *Applied Mechanics Reviews*, vol. 47, no. 10, p. 501–516, 1994.
- [165] F. SECO et A. R. JIMÉNEZ, *Modelling the generation and propagation of ultrasonic signals in cylindrical waveguides*. INTECH Open Access Publisher, 2012.
- [166] F. SECO, J. M. MARTÍN, A. JIMÉNEZ, J. L. PONS, L. CALDERÓN et R. CERES, « Pc-disp : a tool for the simulation of wave propagation in cylindrical waveguides », in *9th International Congress on Sound and Vibration*, no. 2002, 2002.
- [167] S. DONG et R. B. NELSON, « On natural vibrations and waves in laminated orthotropic plates », *Journal of Applied Mechanics*, vol. 39, no. 3, p. 739–745, 1972.
- [168] R. NELSON et S. DONG, « High frequency vibrations and waves in laminated orthotropic plates », *Journal of Sound and Vibration*, vol. 30, no. 1, p. 33–44, 1973.
- [169] B. AALAMI, « Waves in prismatic guides of arbitrary cross section », *Journal of Applied Mechanics*, vol. 40, no. 4, p. 1067–1072, 1973.
- [170] M. CASTAINGS et M. LOWE, « Finite element model for waves guided along solid systems of arbitrary section coupled to infinite solid media », *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 123, no. 2, p. 696–708, 2008.
- [171] T. HAYASHI, K. KAWASHIMA, Z. SUN et J. L. ROSE, « Analysis of flexural mode focusing by a semianalytical finite element method », *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 113, no. 3, p. 1241–1248, 2003.
- [172] A. MARZANI et I. BARTOLI, « High frequency waves propagating in octagonal bars : a low cost computation algorithm », *Algorithms*, vol. 2, no. 1, p. 227–246, 2009.
- [173] K. HUANG et S. DONG, « Propagating waves and edge vibrations in anisotropic composite cylinders », *Journal of Sound and Vibration*, vol. 96, no. 3, p. 363–379, 1984.
- [174] N. RATTANAWANGCHAROEN, A. SHAH et S. DATTA, « Wave propagation in laminated composite circular cylinders », *International Journal of Solids and Structures*, vol. 29, no. 6, p. 767–781, 1992.
- [175] J. N. BARSHINGER et J. L. ROSE, « Guided wave propagation in an elastic hollow cylinder coated with a viscoelastic material », *Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, IEEE Transactions on*, vol. 51, no. 11, p. 1547–1556, 2004.
- [176] P. SHORTER, « Wave propagation and damping in linear viscoelastic laminates », *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 115, no. 5, p. 1917–1925, 2004.

- [177] G. NEAU, « Lamb waves in anisotropic viscoelastic plates. study of the wave fronts and attenuation », *PhD, University of Bordeaux*, 2003.
- [178] G. LIU, K. DAI, X. HAN et T. OHYOSHI, « Dispersion of waves and characteristic wave surfaces in functionally graded piezoelectric plates », *Journal of Sound and Vibration*, vol. 268, no. 1, p. 131–147, 2003.
- [179] E. TACIROGLU, C. LIU, S. DONG et C. CHUN, « Analysis of laminated piezoelectric circular cylinders under axisymmetric mechanical and electrical loads with a semi-analytic finite element method », *International journal of solids and structures*, vol. 41, no. 18, p. 5185–5208, 2004.
- [180] A. SHAH, W. ZHUANG, N. POPPLEWELL et J. ROGERS, « Guided waves in thin-walled structural members », *Journal of Vibration and Acoustics*, vol. 123, no. 3, p. 376–382, 2001.
- [181] O. M. MUKDADI et S. K. DATTA, « Transient ultrasonic guided waves in layered plates with rectangular cross section », *Journal of Applied Physics*, vol. 93, no. 11, p. 9360–9370, 2003.
- [182] O. MUKDADI et S. DATTA, « Transient ultrasonic guided waves in bi-layered anisotropic plates with rectangular cross section », in *QUANTITATIVE NONDESTRUCTIVE EVALUATION*, vol. 700, p. 238–245, AIP Publishing, 2004.
- [183] H. Taweel, S. DONG et M. KAZIC, « Wave reflection from the free end of a cylinder with an arbitrary cross-section », *International Journal of Solids and Structures*, vol. 37, no. 12, p. 1701–1726, 2000.
- [184] J.-M. MENCİK et M. ICHCHOU, « Multi-mode propagation and diffusion in structures through finite elements », *European Journal of Mechanics-A/Solids*, vol. 24, no. 5, p. 877–898, 2005.
- [185] M. ICHCHOU, J.-M. MENCİK et W. ZHOU, « Wave finite elements for low and mid-frequency description of coupled structures with damage », *Computer Methods in Applied mechanics and Engineering*, vol. 198, no. 15, p. 1311–1326, 2009.
- [186] I. MIRSKY, « Wave propagation in transversely isotropic circular cylinders part i : Theory », *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 37, no. 6, p. 1016–1021, 1965.
- [187] J.-M. BERTHELOT, *Composite materials : Mechanical Behavior and Structural Analysis*. Springer, 1999.
- [188] S. TOKMAKOVA, « Anisotropy of poisson's ratio in transversely isotropic rocks », in *NONLINEAR ACOUSTICS-FUNDAMENTALS AND APPLICATIONS : 18th International Symposium on Nonlinear Acoustics-ISNA 18*, vol. 1022, p. 413–416, AIP Publishing, 2008.
- [189] A. BALLATO, « Poisson's ratios of auxetic and other technological materials », *Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, IEEE Transactions on*, vol. 57, no. 1, p. 7–15, 2010.
- [190] M. SILK et K. BAINTON, « The propagation in metal tubing of ultrasonic wave modes equivalent to lamb waves », *Ultrasonics*, vol. 17, no. 1, p. 11 – 19, 1979.
- [191] J. ZEMANEK JR, « An experimental and theoretical investigation of elastic wave propagation in a cylinder », *The Journal of the Acoustical society of America*, vol. 51, no. 1B, p. 265–283, 1972.

- [192] L. POCHHAMMER, « Ueber die fortpflanzungsgeschwindigkeiten kleiner schwingungen in einem unbegrenzten isotropen kreiscylinder. », *Journal für die reine und angewandte Mathematik*, vol. 81, p. 324–336, 1876.
- [193] D. C. GAZIS, « Three-dimensional investigation of the propagation of waves in hollow circular cylinders. i. analytical foundation », *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 31, no. 5, p. 568 – 573, 1959.
- [194] I. VIKTOROV, *Rayleigh and Lamb waves*. Plenum Press, New York, 1967.
- [195] D. CLORENNEC, D. ROYER et H. WALASZEK, « Nondestructive evaluation of cylindrical parts using laser ultrasonics », *Ultrasonics*, vol. 40, no. 1, p. 783–789, 2002.
- [196] C. CHREE, « The equations of an isotropic elastic solid in polar and cylindrical co-ordinates their solution and application », *Transactions of the Cambridge Philosophical Society*, vol. 14, p. 250, 1889.
- [197] L. RICHARD et J. BURDEN, « Douglas faires (2000),” », *Numerical Analysis,(7th Ed)”*, Brooks/Cole.
- [198] M. HAMERMESH, *Group theory and its application to physical problems*. Courier Corporation, 1989.
- [199] T. H. MAIMAN, « Stimulated optical radiation in ruby », 1960.
- [200] J.-P. MONCHALIN, « Laser-ultrasonics : From the laboratory to industry », in *Quantitative Nondestructive Evaluation*, vol. 700, p. 3–31, AIP Publishing, 2004.
- [201] C. SCRUBY, « Some applications of laser ultrasound », *Ultrasonics*, vol. 27, no. 4, p. 195–209, 1989.
- [202] S. DAVIES, C. EDWARDS, G. TAYLOR et S. B. PALMER, « Laser-generated ultrasound : its properties, mechanisms and multifarious applications », *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 26, no. 3, p. 329, 1993.
- [203] J. MONCHALIN, « Non contact generation and detection of ultrasound with lasers », in *Proceedings of the 16th World Conference on Nondestructive Testing*, p. 1–9, 2004.
- [204] J. ROSE, J. J. DITRI, A. PILARSKI, K. RAJANA et F. CARR, « A guided wave inspection technique for nuclear steam generator tubing », *NDT & E International*, vol. 27, no. 6, p. 307–310, 1994.
- [205] D. ALLEYNE, B. PAVLAKOVIC, M. LOWE et P. CAWLEY, « Rapid long-range inspection of chemical plant pipework using guided waves », *Insight-Northampton-Including European Issues*, vol. 43, no. 2, p. 93–96, 2001.
- [206] A. AMZIANE, M. AMARI, D. MOUNIER, J.-M. BRETEAU, N. JOLY, J. BANCHET, D. TISSEUR et V. GUSEV, « Laser ultrasonics detection of an embedded crack in a composite spherical particle », *Ultrasonics*, vol. 52, no. 1, p. 39–46, 2012.
- [207] C. B. SCRUBY et L. E. DRAIN, *Laser ultrasonics : techniques and applications*. 1990.
- [208] Y. SUZAKI et A. TACHIBANA, « Measurement of the μm sized radius of gaussian laser beam using the scanning knife-edge », *Applied Optics*, vol. 14, no. 12, p. 2809–2810, 1975.

- [209] A. H. FIRESTER, M. HELLER et P. SHENG, « Knife-edge scanning measurements of subwavelength focused light beams », *Applied Optics*, vol. 16, no. 7, p. 1971–1974, 1977.
- [210] H. R. BILGER et T. HABIB, « Knife-edge scanning of an astigmatic gaussian beam », *Applied optics*, vol. 24, no. 5, p. 686–690, 1985.
- [211] A. E. SIEGMAN, M. SASNETT et T. JOHNSTON, « Choice of clip levels for beam width measurements using knife-edge techniques », *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, vol. 27, no. 4, p. 1098–1104, 1991.
- [212] HERAEUS, 08 2012. AlSi 1%, The Aluminum Fine Wire Solution.
- [213] D. R. LIDE, éd., *CRC Handbook of Chemistry and Physics*. 85th éd., 2004–2005.
- [214] H. OGI, K. SATO, T. ASADA et M. HIRAO, « Complete mode identification for resonance ultrasound spectroscopy », *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 112, no. 6, p. 2553–2557, 2002.
- [215] D. C. GAZIS, « Three-dimensional investigation of the propagation of waves in hollow circular cylinders. i. analytical foundation », *J. Acoust. Soc. Am*, vol. 31, no. 5, p. 568–573, 1959.
- [216] D. MOUNIER, P. CHRISTOPHE, B. CÉCILE et P. PICART, « Caractérisation des propriétés vibratoires d'une fibre élémentaire de lin par spectroscopie de résonance ultrasonore », in *S.F. d'Acoustique (Ed), Acoustics 2012 Nantes*, p. Nantes, France, PU-S12 : Ultrasound and Lasers PU-S12 : Ultrasound and Lasers, Springer.
- [217] S.-Y. FU, B. LAUKE, E. MÄDER, C.-Y. YUE et X. HU, « Tensile properties of short-glass-fiber-and short-carbon-fiber-reinforced polypropylene composites », *Composites Part A : Applied Science and Manufacturing*, vol. 31, no. 10, p. 1117–1125, 2000.
- [218] T. K. SARKAR et O. PEREIRA, « Using the matrix pencil method to estimate the parameters of a sum of complex exponentials », *Antennas and Propagation Magazine, IEEE*, vol. 37, no. 1, p. 48–55, 1995.
- [219] M. CHENG, W. CHEN et T. WEERASOORIYA, « Mechanical properties of kevlar® km2 single fiber », *Journal of Engineering Materials and Technology*, vol. 127, no. 2, p. 197–203, 2005.
- [220] J. GRAHAM, C. MCCAGUE, O. WARREN et P. NORTON, « Spatially resolved nanomechanical properties of kevlar® fibers », *Polymer*, vol. 41, no. 12, p. 4761–4764, 2000.
- [221] I. MIRSKY, « Wave propagation in transversely isotropic circular cylinders part i : Theory », *J. Acoust. Soc. Am*, vol. 37, no. 6, p. 1016–1021, 1964.
- [222] Y. HUA et T. K. SARKAR, « On svd for estimating generalized eigenvalues of singular matrix pencil in noise », in *Circuits and Systems, 1991., IEEE International Symposium on*, p. 2780–2783, IEEE, 1991.
- [223] C. POILÂNE, Z. CHERIF, F. RICHARD, A. VIVET, B. BEN DOUDOU et J. CHEN, « Polymer reinforced by flax fibres as a viscoelastoplastic material », *Composite Structures*, vol. 112, p. 100–112, 2014.

- [224] J.-M. BERTHELOT, M. ASSARAR, Y. SEFRANI et A. E. MAHI, « Damping analysis of composite materials and structures », *Composite Structures*, vol. 85, no. 3, p. 189–204, 2008.
- [225] J. SUMMERSCALES, N. P. DISSANAYAKE, A. S. VIRK et W. HALL, « A review of bast fibres and their composites. part 1–fibres as reinforcements », *Composites Part A : Applied Science and Manufacturing*, vol. 41, no. 10, p. 1329–1335, 2010.
- [226] K. CHARLET, C. BALEY, C. MORVAN, J. JERNOT, M. GOMINA et J. BRÉARD, « Characteristics of hermès flax fibres as a function of their location in the stem and properties of the derived unidirectional composites », *Composites Part A : Applied Science and Manufacturing*, vol. 38, no. 8, p. 1912–1921, 2007.
- [227] B. ABBEY, S. EVE, A. THUAULT, K. CHARLET et A. KORSUNSKY, « Synchrotron x-ray tomographic investigation of internal structure of individual flax fibres », in *6th World Congress of Biomechanics (WCB 2010). August 1-6, 2010 Singapore*, p. 1151–1154, Springer, 2010.
- [228] C. MARULIER, P. DUMONT, L. ORGÉAS, D. CAILLERIE et S. R. du ROSCOAT, « Towards 3d analysis of pulp fibre networks at the fibre and bond levels », *Nordic Pulp and Paper Research Journal*, vol. 27, no. 2, p. 245, 2012.
- [229] J. SHARPE, U. AHLGREN, P. PERRY, B. HILL, A. ROSS, J. HECKSHER-SØRENSEN, R. BALDOCK et D. DAVIDSON, « Optical projection tomography as a tool for 3d microscopy and gene expression studies », *Science*, vol. 296, no. 5567, p. 541–545, 2002.
- [230] U. JOCHEN BIRK, A. DARRELL, N. KONSTANTINIDES, A. SARASA-RENEDEO et J. RIPOLL, « Improved reconstructions and generalized filtered back projection for optical projection tomography », *Applied optics*, vol. 50, no. 4, p. 392–398, 2011.
- [231] P. TOFTS et J. GORE, « Some sources of artefact in computed tomography », *Physics in medicine and biology*, vol. 25, no. 1, p. 117, 1980.
- [232] J. R. WALLS, J. G. SLED, J. SHARPE et R. M. HENKELMAN, « Correction of artefacts in optical projection tomography », *Physics in medicine and biology*, vol. 50, no. 19, p. 4645, 2005.
- [233] U. J. BIRK, M. RIECKHER, N. KONSTANTINIDES, A. DARRELL, A. SARASA-RENEDEO, H. MEYER, N. TAVERNARAKIS et J. RIPOLL, « Correction for specimen movement and rotation errors for in-vivo optical projection tomography », *Biomedical optics express*, vol. 1, no. 1, p. 87–96, 2010.
- [234] J. SHARPE, « Optical projection tomography as a new tool for studying embryo anatomy », *Journal of anatomy*, vol. 202, no. 2, p. 175–181, 2003.
- [235] C. VINEGONI, L. FEXON, P. F. FERUGLIO, M. PIVOVAROV, J.-L. FIGUEIREDO, M. NAHRENDORF, A. POZZO, A. SBARBATI et R. WEISSLEDER, « High throughput transmission optical projection tomography using low cost graphics processing unit », *Optics express*, vol. 17, no. 25, p. 22320–22332, 2009.
- [236] D. HUANG, E. A. SWANSON, C. P. LIN, J. S. SCHUMAN, W. G. STINSON, W. CHANG, M. R. HEE, T. FLOTTE, K. GREGORY, C. A. PULIAFITO *et al.*, « Optical coherence tomography », *Science*, vol. 254, no. 5035, p. 1178–1181, 1991.

- [237] W. DREXLER, U. MORGNER, F. KÄRTNER, C. PITRIS, S. BOPPART, X. LI, E. IPPEN et J. FUJIMOTO, « In vivo ultrahigh-resolution optical coherence tomography », *Optics letters*, vol. 24, no. 17, p. 1221–1223, 1999.
- [238] J. M. SCHMITT, « Optical coherence tomography (oct) : a review », *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of*, vol. 5, no. 4, p. 1205–1215, 1999.
- [239] J. G. FUJIMOTO, C. PITRIS, S. A. BOPPART et M. E. BREZINSKI, « Optical coherence tomography : an emerging technology for biomedical imaging and optical biopsy », *Neoplasia*, vol. 2, no. 1, p. 9–25, 2000.
- [240] L. FROEHLI, M. OUADOUR, L. FURFARO, P. SANDOZ, P. LEPROUX, G. HUSS et V. COUDERC, « Spectroscopic oct by grating-based temporal correlation coupled to optical spectral analysis », *Journal of Biomedical Imaging*, vol. 2008, p. 3, 2008.
- [241] L. FROEHLI et R. LEITGEB, « Scan-free optical correlation techniques : history and applications to optical coherence tomography », *Journal of Optics*, vol. 12, no. 8, p. 084001, 2010.
- [242] A. GAROFALAKIS, A. DUBOIS, B. KUHNAST, D. M. DUPONT, I. JANSSENS, N. MAKIEWICZ, F. DOLLÉ, B. TAVITIAN, F. DUCONGÉ *et al.*, « In vivo validation of free-space fluorescence tomography using nuclear imaging », *Optics letters*, vol. 35, no. 18, p. 3024–3026, 2010.
- [243] H. MAKHLOUF, K. PERRONET, G. DUPUIS, S. LÉVÊQUE-FORT et A. DUBOIS, « Simultaneous optically sectioned fluorescence and optical coherence microscopy with full-field illumination », *Optics letters*, vol. 37, no. 10, p. 1613–1615, 2012.
- [244] A. DUBOIS, J. MOREAU et C. BOCCARA, « Spectroscopic ultrahigh-resolution full-field optical coherence microscopy », *Optics express*, vol. 16, no. 21, p. 17082–17091, 2008.
- [245] J. W. HETTINGER, M. de la PENA MATTOZZI, W. R. MYERS, M. E. WILLIAMS, A. REEVES, R. L. PARSONS, R. C. HASKELL, D. C. PETERSEN, R. WANG et J. I. MEDFORD, « Optical coherence microscopy. a technology for rapid, in vivo, non-destructive visualization of plants and plant cells », *Plant physiology*, vol. 123, no. 1, p. 3–16, 2000.
- [246] A. REEVES, R. PARSONS, J. HETTINGER et J. MEDFORD, « In vivo three-dimensional imaging of plants with optical coherence microscopy », *Journal of microscopy*, vol. 208, no. 3, p. 177–189, 2002.
- [247] M. K. KIM, « Wavelength-scanning digital interference holography for optical section imaging », *Optics letters*, vol. 24, no. 23, p. 1693–1695, 1999.
- [248] O. HAEBERLÉ, C. XU, A. DIETERLEN et S. JACQUEY, « Multiple-objective microscopy with three-dimensional resolution near 100 nm and a long working distance », *Optics letters*, vol. 26, no. 21, p. 1684–1686, 2001.
- [249] V. LAUER, « New approach to optical diffraction tomography yielding a vector equation of diffraction tomography and a novel tomographic microscope », *Journal of Microscopy*, vol. 205, no. 2, p. 165–176, 2002.
- [250] L. YU et M. K. KIM, « Wavelength-scanning digital interference holography for tomographic three-dimensional imaging by use of the angular spectrum method », *Optics letters*, vol. 30, no. 16, p. 2092–2094, 2005.

- [251] P. MASSATSCH, F. CHARRIÈRE, E. CUCHE, P. MARQUET et C. D. DEPEURSINGE, « Time-domain optical coherence tomography with digital holographic microscopy », *Applied optics*, vol. 44, no. 10, p. 1806–1812, 2005.
- [252] F. MONTFORT, T. COLOMB, F. CHARRIÈRE, J. KÜHN, P. MARQUET, E. CUCHE, S. HERMINJARD et C. DEPEURSINGE, « Submicrometer optical tomography by multiple-wavelength digital holographic microscopy », *Applied optics*, vol. 45, no. 32, p. 8209–8217, 2006.
- [253] M. DEBAILLEUL, V. GEORGES, B. SIMON, R. MORIN et O. HAEBERLÉ, « High-resolution three-dimensional tomographic diffractive microscopy of transparent inorganic and biological samples », *Optics letters*, vol. 34, no. 1, p. 79–81, 2009.
- [254] H. LIU, J. BAILLEUL, B. SIMON, M. DEBAILLEUL, B. COLICCHIO et O. HAEBERLÉ, « Tomographic diffractive microscopy and multiview profilometry with flexible aberration correction », *Applied optics*, vol. 53, no. 4, p. 748–755, 2014.
- [255] E. WOLF, « Three-dimensional structure determination of semi-transparent objects from holographic data », *Optics Communications*, vol. 1, no. 4, p. 153–156, 1969.
- [256] C. J. SHEPPARD, S. S. KOU, P. K. RASTOGI et E. HACK, « 3d imaging with holographic tomography », *Aip Conference Proceedings*, vol. 1236, no. 1, p. 65, 2010.
- [257] W. GORSKI et M. KUJAWINSKA, « Three-dimensional reconstruction of refractive index inhomogeneities in optical phase elements », *Optics and lasers in engineering*, vol. 38, no. 6, p. 373–385, 2002.
- [258] W. GORSKI, « The influence of diffraction in microinterferometry and microtomography of optical fibers », *Optics and lasers in engineering*, vol. 41, no. 3, p. 565–583, 2004.
- [259] B. L. BACHIM et T. K. GAYLORD, « Microinterferometric optical phase tomography for measuring small, asymmetric refractive-index differences in the profiles of optical fibers and fiber devices », *Applied optics*, vol. 44, no. 3, p. 316–327, 2005.
- [260] W. GORSKI, « Tomographic microinterferometry of optical fibers », *Optical Engineering*, vol. 45, no. 12, p. 125002–125002, 2006.
- [261] W. GORSKI et W. OSTEN, « Tomographic imaging of photonic crystal fibers », *Optics letters*, vol. 32, no. 14, p. 1977–1979, 2007.
- [262] Z. PAN, S. LI et J. ZHONG, « Digital holographic microtomography for geometric parameter measurement of optical fiber », *Optical Engineering*, vol. 52, no. 3, p. 035801–035801, 2013.
- [263] H. WAHBA, « Reconstruction of 3d refractive index profiles of pm panda optical fiber using digital holographic method », *Optical Fiber Technology*, vol. 20, no. 5, p. 520–526, 2014.
- [264] M. ASSARAR, D. SCIDA, A. EL MAHI, C. POILÂNE et R. AYAD, « Influence of water ageing on mechanical properties and damage events of two reinforced composite materials : Flax-fibres and glass-fibres », *Materials and Design*, vol. 32, no. 2, p. 788–795, 2011.
- [265] V. PLACET, J. MÉTEAU, L. FROEHLI, R. SALUT et M. L. BOUBAKAR, « Investigation of the internal structure of hemp fibres using optical coherence tomography »

- and focused ion beam transverse cutting », *Journal of Materials Science*, vol. 49, no. 24, p. 8317–8327, 2014.
- [266] H. KHELFA, B. CÉCILE, CHRISTOPHE, P. PICART et D. MOUNIER, « Caractérisation des propriétés vibratoires d'une fibre élémentaire de lin par spectroscopie de résonance ultrasonore », in *2nd International Conference on Composite Materials and structures*, p. November 28–30, Springer, 2011.
- [267] Z. CHERIF, *Caractérisation et optimisation d'un préimprégné industriel fibre de lin/résine époxy pour les matériaux composites*. Thèse doctorat, Université de Caen Basse-Normandie, 2013.
- [268] C. BÜCHER, *Analyse des modes de vibration d'une fibre de lin*. Rapport de stage M1, Université du Maine, Le Mans. Encadré par D. Mounier, C. Poilâne, June 2011.
- [269] E. CUCHE, P. MARQUET et C. DEPEURSINGE, « Simultaneous amplitude-contrast and quantitative phase-contrast microscopy by numerical reconstruction of fresnel off-axis holograms », *Applied optics*, vol. 38, no. 34, p. 6994–7001, 1999.
- [270] U. SCHNARS et W. JÜPTNER, « Direct recording of holograms by a ccd target and numerical reconstruction », *Applied optics*, vol. 33, no. 2, p. 179–181, 1994.
- [271] P. PICART et J. LEVAL, « General theoretical formulation of image formation in digital fresnel holography », *JOSA A*, vol. 25, no. 7, p. 1744–1761, 2008.
- [272] T. M. KREIS, M. ADAMS et W. P. JÜPTNER, « Methods of digital holography : a comparison », in *Lasers and Optics in Manufacturing III*, p. 224–233, International Society for Optics and Photonics, 1997.
- [273] P. PICART et P. TANKAM, « Analysis and adaptation of convolution algorithms to reconstruct extended objects in digital holography », *Applied optics*, vol. 52, no. 1, p. A240–A253, 2013.
- [274] E. CUCHE, P. MARQUET et C. DEPEURSINGE, « Spatial filtering for zero-order and twin-image elimination in digital off-axis holography », *Applied Optics*, vol. 39, no. 23, p. 4070–4075, 2000.
- [275] J.-M. DESSE, P. PICART et P. TANKAM, « Digital three-color holographic interferometry for flow analysis », *Optics Express*, vol. 16, no. 8, p. 5471–5480, 2008.
- [276] J. GOODMAN, « Introduction to fourier optics », in *McGraw-Hill Editions*, New York, 1996.
- [277] A. C. KAK et M. SLANEY, *Principles of computerized tomographic imaging*. IEEE PRESS, New York, 1999.
- [278] T. KREIS, « Holographic interferometry : principles and methods », in *Simulation and Experiment in Laser Metrology : Proceedings of the International Symposium on Laser Applications in Precision Measurements Held in Balatonfüred/Hungary, June 3-6, 1996*, vol. 2, p. 323, Akademie Verlag GmbH, Berlin, 1996.
- [279] A. DEVANEY, « A filtered backpropagation algorithm for diffraction tomography », *Ultrasonic imaging*, vol. 4, no. 4, p. 336–350, 1982.
- [280] L. FELDKAMP, L. DAVIS et J. KRESS, « Practical cone-beam algorithm », *JOSA A*, vol. 1, no. 6, p. 612–619, 1984.

- [281] <http://www.cs.utoronto.ca/nrezvani/OSCaR.html>. Accessed : December 2008.
- [282] R. NARGOL, A. D. A., B. JOHN M., F. MICHAEL J., F. KENNETH R., H. KENNETH R., J. KENNETH R., M. DOUGLAS, P. XIAOCHUAN, S. JEFFREY et T. XIANGYANG, « Oscar : open source cone-beam reconstructor », in *Association of Physicists in Medicine, Technical report*, p. submitted, 2012, Springer.
- [283] R. NARGOL, A. D. A., B. JOHN M., F. MICHAEL J., F. KENNETH R., H. KENNETH R., J. KENNETH R., M. DOUGLAS, P. XIAOCHUAN, S. JEFFREY et T. XIANGYANG, « An overview of oscar : open source cone-beam reconstructor », in *Association of Physicists in Medicine, Technical report*, p. submitted, 2012, Springer.
- [284] N. REZVANI, *Iterative Reconstruction Algorithms for Polyenergetic X-Ray Computerized Tomography*. Thèse doctorat, University of Toronto, 2012.
- [285] S. NASRI, *Analyse par microscopie holographie numérique de la prosité de matériaux composites stratifiés*. Rapport de stage M2, Université du Maine, Le Mans. Encadré par P. Picart, C. Poilâne, Septembre 2012.
- [286] <http://www.filmscanner.info/fr/Aufloesung.html>.
- [287] P. LANGEHANENBERG, B. KEMPER, D. DIRKSEN et G. VON BALLY, « Autofocusing in digital holographic phase contrast microscopy on pure phase objects for live cell imaging », *Applied Optics*, vol. 47, no. 19, p. D176–D182, 2008.
- [288] J. GILLESPIE et R. KING, « The use of self-entropy as a focus measure in digital holography », *Pattern recognition letters*, vol. 9, no. 1, p. 19–25, 1989.
- [289] L. MA, H. WANG, Y. LI et H. JIN, « Numerical reconstruction of digital holograms for three-dimensional shape measurement », *Journal of Optics A : pure and applied optics*, vol. 6, no. 4, p. 396, 2004.
- [290] Y. CHOO et B. KANG, « The characteristics of the particle position along an optical axis in particle holography », *Measurement Science and Technology*, vol. 17, no. 4, p. 761, 2006.
- [291] F. DUBOIS, C. SCHOCKAERT, N. CALLENS et C. YOURASSOWSKY, « Focus plane detection criteria in digital holography microscopy by amplitude analysis », *Optics Express*, vol. 14, no. 13, p. 5895–5908, 2006.
- [292] J. LIU, X. SONG, R. HAN et H. WANG, « Autofocus method in digital holographic microscopy », in *4th International Symposium on Advanced Optical Manufacturing and testing technologies : Optical Test and Measurement Technology and Equipment*, p. 72833Q–72833Q, International Society for Optics and Photonics, 2009.
- [293] T. KIM et T.-C. POON, « Autofocusing in optical scanning holography », *Applied optics*, vol. 48, no. 34, p. H153–H159, 2009.
- [294] L. XU, M. MATER et J. NI, « Focus detection criterion for refocusing in multi-wavelength digital holography », *Optics express*, vol. 19, no. 16, p. 14779–14793, 2011.
- [295] F. HILD et S. ROUX, « Digital image correlation : from displacement measurement to identification of elastic properties—a review », *Strain*, vol. 42, no. 2, p. 69–80, 2006.

- [296] C. POILÂNE, E. LANTZ, G. TRIBILLON et P. DELOBELLE, « Measurement of in-plane displacement fields by a spectral phase algorithm applied to numerical speckle photograph for microtensile tests », *The European Physical Journal Applied Physics*, vol. 11, no. 02, p. 131–145, 2000.
- [297] F. AMIOT, M. BORNERT, P. DOUMALIN, J.-C. DUPRÉ, M. FAZZINI, J.-J. ORTEU, C. POILANE, L. ROBERT, R. ROTINAT, E. TOUSSAINT *et al.*, « Assessment of digital image correlation measurement accuracy in the ultimate error regime : main results of a collaborative benchmark », *Strain*, vol. 49, no. 6, p. 483–496, 2013.
- [298] E. LANTZ, « Subpixel signal centering and shift measurement using a recursive spectral phase algorithm », *Signal Processing*, vol. 17, no. 4, p. 365–372, 1989.
- [299] L. ORIAT et E. LANTZ, « Subpixel detection of the center of an object using a spectral phase algorithm on the image », *Pattern recognition*, vol. 31, no. 6, p. 761–771, 1998.
- [300] M. MALEK, H. KHELFA, D. MOUNIER, C. POILÂNE et P. PICART, « Investigation of dynamic properties of linen fiber with digital holographic tomography, " in : Forum on volume reconstruction techniques for 3d fluids and solid mechanics », in *Poitiers, France*, p. 29 Nov–1 Dec, Springer, 2011.
- [301] C. MATTRAND, A. BÉAKOU et K. CHARLET, « Numerical modeling of the flax fiber morphology variability », *Composites Part A : Applied Science and Manufacturing*, vol. 63, p. 10–20, 2014.
- [302] J.-M. DESSE et P. PICART, « Stochastic digital holography for visualizing inside strongly refracting transparent objects », *Applied Optics*, vol. 54, no. 1, p. A1–A8, 2015.
- [303] J. LAURENT, D. ROYER, T. HUSSAIN, F. AHMAD et C. PRADA, « Laser induced zero-group velocity resonances in transversely isotropic cylinder », *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 137, no. 6, 2015.
- [304] R CORE TEAM, *R : A Language and Environment for Statistical Computing*. R Foundation for Statistical Computing, Vienna, Austria, 2013.
- [305] Y. HUA et T. K. SARKAR, « Matrix pencil method for estimating parameters of exponentially damped/undamped sinusoids in noise », *Acoustics, Speech and Signal Processing, IEEE Transactions on*, vol. 38, no. 5, p. 814–824, 1990.
- [306] T. K. SARKAR, F. HU, Y. HUA et M. WICKS, « A real-time signal processing technique for approximating a function by a sum of complex exponentials utilizing the matrix-pencil approach », *Digital Signal Processing*, vol. 4, no. 2, p. 127–140, 1994.
- [307] J. GOUPY et L. CREIGHTON, *Introduction aux Plans d'Expériences*. Dunod, 2006.
- [308] A. JOUANNEAUX, *Cours de plans d'expériences*. Université du Maine.
- [309] J. AZAÏS et J. BARDET, « Le modèle linéaire par l'exemple », *Dunod, Sciences Sup*, 2006.
- [310] J. GOUPY et L. CREIGHTON, *Introduction aux plans d'expériences-3ème édition-Livre+ CD-Rom*. Dunod, 2006.

THÈSE DE DOCTORAT

Haithem KHELFA

Identification des propriétés d'élasticité et d'amortissement d'une fibre isolée anisotrope par ultrasons laser

Ouverture au cas des fibres naturelles

Identifying of elasticity and damping properties of an anisotropic single fiber using laser ultrasonics

Opening in case of natural fibers

Résumé

Ce travail de thèse porte sur l'étude des propriétés d'élasticité et d'amortissement des fibres micrométriques qui sont utilisées comme des renforts dans les matériaux composites. Des fibres artificielles, homogènes et circulaires, ont fait l'objet d'une étude expérimentale par l'application de la technique des ultrasons laser (USL) couplée à une identification modale basée sur une modélisation des modes des vibrations par éléments finis (FEM). Dans le cas d'une fibre végétale, l'application de la méthode LU requiert la connaissance préalable de la géométrie 3D de la fibre unitaire dans la zone de mesure. Pour déterminer cette géométrie, nous avons développé un dispositif de micro-tomographie par projection optique (OPT) *in-situ* de la fibre en utilisant la technique de l'holographie numérique. Le manuscrit de thèse est organisé autour de quatre chapitres. Le premier chapitre dresse un état de l'art des fibres micrométriques et des méthodes les plus courantes utilisées pour caractériser leurs propriétés mécaniques. Le second chapitre est dédié à l'aspect théorique de la propagation des ondes acoustiques guidées dans une structure cylindrique (cylindre plein, tubes, section arbitraire). Pour prédire la propagation des ondes acoustiques guidées dans ces structures, un ensemble de méthodes sont présentées. Le troisième chapitre se consacre à l'étude expérimentale des propriétés élastiques et du comportement vibratoire des fibres micrométriques en utilisant la technique USL. Le dernier chapitre du manuscrit présente le principe de la méthode OPT basée sur la microscopie holographie numérique, effectuée *in-situ* sur la zone USL de la section de la fibre, qui sera utilisée dans le cas d'une fibre unitaire de lin pour connaître sa vraie forme 3D.

Mots clés

Fibre, Vibrations, Ultrasons laser, Ondes guidées, Acoustique, Élément finis (EF), Micro-tomographie

Abstract

This thesis focuses on the study of elastic and damping properties of micrometric fibers that are used for the reinforcement of composite materials. Homogeneous and circular artificial fibers were studied experimentally by the application of the laser ultrasonics (LU) technique, which was coupled to modal identification based on the simulation of the vibration modes using finite element modeling. In the case of plant fibers, the application of the LU method requires prior knowledge of the 3D geometry of the single fiber in the measurement area. In order to determine the geometry of the fiber, we have developed an *in-situ* optical projection micro-tomography (OPT) device using the digital holography technique. This PhD thesis is organized around four chapters. The first chapter provides a state of the art of the micrometric fibers and the most common methods used to characterize their mechanical properties. The second chapter is elevated to numerical methods of calculation of the propagation of guided acoustic waves in cylindrical structures (solid cylinder, pipes, arbitrary cross-section). In order to predict the propagation of guided acoustic waves in such structures, several methods are presented. The third chapter is devoted to the experimental study of elastic properties and vibrational behavior of micrometric fibers using laser ultrasonics technique (LU). The last chapter of the manuscript presents the principle of the OPT method based on digital holography microscopy, performed *in situ* on the LU measurement area of the fiber, which will be used to collect the actual 3D shape of a single flax fiber.

Key Words

Fiber, Vibrations, Laser ultrasonics, Guided waves, Acoustics, Finite element (FE), Microtomography